Oberlin College Library
AUG 1926

Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 15. Ausgegeben am 1. August 1926. No. 715. Printed in Germany. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

E. Guth, Zur anomalen Zerstreuung von α-Strahlen. S. 507—509.

L. Mensing u. W. Pauli jr., Über die Dielektrizitätskonstante von Dipolgasen nach der Quantenmechanik. S. 509—512.

H. Mayer, Über den Einfluß von Chlor auf die Beweglichkeit der Ionen in reinem Sauerstoff. S. 513—518.

R. Sissingh u. J. Th. Groosmuller, Optische Bestimmung der Dicke einer Oberflächenschicht auf Glas aus Reflektionsbetrachtungen. S. 518—522.

H. Hermann, Zur Kapazität des Binantelektrometers. (Berichtigung.) S. 523—524.

G. Kainz, Ist die Pflanze elektrisch? S. 524—527.

K. K. Tandan, Über einige experimentelle Beweise für die Veränderlichkeit der Wellenlänge des Natriumlichtes. S. 527—528.

G. Kull, Nachtrag zu dem Artikel: Graphische Darstellung und Integration von ins Unendliche laufenden Kurven. S. 528.

O. Redlich, Nachtrag zu meiner Arbeit: Zur Theorie der elektrolytischen Leitfähigkeit. S. 528.

Besprechungen:

F. G. C. Müller, Technik des physikalischen Unterrichts nebst Einführung in die Chemie. S. 529.

R. Zsigmondy, Kolloidchemie. I. S. 529.

R. Zsigmondy u. P. A. Thiessen, Das kolloide Gold. S. 529.

E. Lamla, Grundriß der Physik. S. 530.

H. Reiher, Wärmeübertragung von strömender Luft an Rohre und Röhrenbündel im Kreuzstrom. S. 530.

Berichtigung. S. 530.

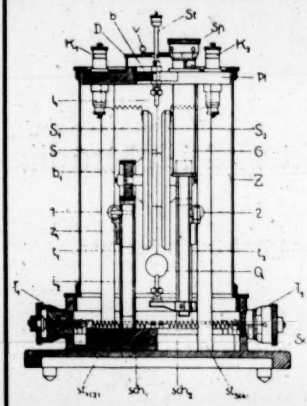
Personalien. S. 530.

Angebote. S. 530.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 15. 1. August 1926. Redaktionsschluß für No. 17 am 10. August 1926. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

E. Guth, Zur anomalen Zerstreuung von α-Strahlen. S. 507.

L. Meusing u. W. Pauli jr., Über die Dielektrizitätskonstante von Dipolgasen nach der Quantenmechanik. S. 509.

H. Mayer, Über den Einfluß von Chlor auf die Beweglichkeit der Ionen in reinem Sauerstoff. S. 513.

R. Sissingh u. J. Th. Groosmuller, Optische Bestimmung der Dicke einer Oberflächenschicht auf Glas aus Reflexionsbetrachtungen. S. 518.

H. Hermann, Zur Kapazität des Binantelektrometers. (Berichtigung.) S. 523.

G. Kainz, Ist die Pflanze elektrisch? S. 524.

K. K. Tandan, Über einige experimentelle Beweise für die Veränderlichkeit der Wellenlänge des Natriumlichtes. S. 527.

G. Kull, Nachtrag zu dem Artikel: Graphische Darstellung und Integration von ins Unendliche laufenden Kurven. S. 528.

O. Redlich, Nachtrag zu meiner Arbeit „Zur Theorie der elektrolytischen Leitfähigkeit". S. 528.

Besprechungen:

F. G. C. Müller, Technik des physikalischen Unterrichts nebst Einführung in die Chemie. S. 529.

R. Zsigmondy, Kolloidchemie. 5. Aufl. I. S. 529.

R. Zsigmondy u. P. A. Thiessen, Das kolloide Gold. S. 529.

E. Lamla, Grundriß der Physik. S. 530.

H. Reiher, Wärmeübergang von strömender Luft an Rohre und Röhrenbündel im Kreuzstrom. S. 530.

Berichtigung. S. 530.

Personalien. S. 530.

Angebote. S. 530.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur anomalen Zerstreuung von α-Strahlen.

Von E. Guth.

Die Auffindung einer „unternormalen" Zerstreuung der α-Strahlen durch Bieler[1]) sowie Rutherford und Chadwick[2]), welche kürzlich auch den Gegenstand theoretischer Betrachtungen gebildet hat[3]), ist bisher auf die einander benachbarten Elemente Mg und Al beschränkt. Hierbei zeigte sich folgendes: Hält man die Geschwindigkeit der α-Strahlen fest, so nimmt die Zerstreuung nach Bieler vom anfänglichen „Coulombschen" Normalwert mit zunehmendem Streuwinkel immer mehr ab; bei einer α-Reichweite von über 6 cm erweist sie sich bereits unter 45^0 merklich „unternormal", um bis zu der bei 100^0 gelegenen Grenze des untersuchten Winkelgebietes keine Unterbrechung ihres Abfalles erkennen zu lassen. Steigert man die Strahlgeschwindigkeit bei festgehaltenem Streuwinkel, so nimmt die Streuung unter den von Rutherford und Chadwick allein geprüften „großen" Winkeln ebenfalls vom anfänglichen Normalwert ab; sie erreicht aber schließlich einen ausgesprochenen Kleinstwert, jenseits dessen — durch je einen gleichfalls „unternormalen" Messungspunkt unter 135^0 belegt — sie wieder zunimmt. Über den weiteren Verlauf dieses Wiederanstieges, der bei unveränderter α-Geschwindigkeit offenbar auch unter entsprechend „großen" Streuwinkeln feststellbar sein sollte, ist bei Mg und Al nichts weiteres bekannt. Aussagen darüber sind erst möglich, wenn man die naheliegende Annahme macht, daß die Abhängigkeit der Zerstreuung von der α-Strahlgeschwindigkeit und dem Streuwinkel bei „großen" Winkeln für alle Elemente qualitativ denselben „anomalen" Verlauf besitzt. Mit der vorliegenden kleinen Notiz ist beabsichtigt auf die Berechtigung dieser Annahme hinzuweisen und auf Schlüsse, welche aus ihr bezüglich des Zusammenhanges zwischen anomaler Zerstreuung und „Atomzertrümmerung" gezogen werden können.

1. Da die Anomalität der α-Strahlzerstreuung zweifellos durch die beträchtliche Annäherung der unter großen Winkeln reflektierten schnellen α-Teilchen an die Kerne zustandekommt, muß man erwarten, daß die untere Grenze jenes Geschwindigkeitsbereiches der α-Strahlen, für welche die Anomalität eintritt, mit steigender Kernladung gegen größere, mit abnehmender Kernladung gegen kleinere Geschwindigkeitswerte bzw. Winkelbeträge verschoben wird. In Übereinstimmung damit erweist sich die Streuung an „schweren" Elementen (Cu, Ag, Pt Au, U) auch bei den größten bisher untersuchten Ablenkungswinkeln und α-Geschwindigkeiten innerhalb der bisherigen Meßgenauigkeit als „normal". Bei leichteren Elementen als Mg und Al hingegen sollte man sich bei nicht allzu

1) E. S. Bieler, Proc. Roy. Soc. A **105**, 434. 1924.
2) E. Rutherford und J. Chadwick, Phil. Mag. 50, 889, 1925. Siehe auch Vorversuche von L. B. Loeb, Phys. Rev. **15**, 240, 1920.
3) P. Debye und W. Hardmeier, Physik. Zeitschr. **27**, 192, 1926; A. Smekal, Physik. Zeitschr. **27**, 383, 1926.

langsamen α-Strahlen unter großen Ablenkungswinkeln bereits mitten im Gebiete der anomalen Zerstreuung befinden. Daß auch diese Erwartung zutrifft, kann an den Wilson-Aufnahmen nachgeprüft werden, welche Blackett von Kernstößen in Stickstoff gemacht hat[1]), wobei gegen 270000 α-Bahnspuren zur Verfügung standen. Während bei Normalstreuung im Winkelbereiche $> 90^0$ unter den Blackettschen Versuchsbedingungen im Mittel 1,5 Kernstöße auftreten sollten, fand Blackett ihrer 8; da es unmöglich ist, diesen Unterschied auf zufällige Schwankungen zurückzuführen[2]), ist die Streuung in dem angegebenen Winkelbereiche also tatsächlich anomal, und zwar „übernormal". Nach diesem Ergebnis steht zu erwarten, daß sich der von Rutherford und Chadwick erhaltene Wiederanstieg im Bereiche der „unternormalen" Zerstreuung auch bei beliebigen Elementen für sehr hohe α-Geschwindigkeiten und große Streuwinkel bis zu beträchtlich „übernormalen" Streuwirkungen fortsetzt[3]).

2. Aus der Unabhängigkeit der zur Zerstreuung gelangenden Gesamtzahl der α-Teilchen von den Zerstreuungseigenschaften der Atomkerne ergibt sich ganz allgemein, daß jedem Winkelbereiche „übernormaler" Zerstreuung ein bestimmter „unternormaler" Winkelbereich entsprechen muß — eine Folgerung, welche mit Rücksicht auf die mögliche Bindung von α-Teilchen durch die Atomkerne nicht umkehrbar zu sein braucht. Auch sie kann man benutzen, um die Annahme eines qualitativ-universellen Verlaufes der anomalen Zerstreuung zu überprüfen, indem man das Bestehen eines zwischen dem „übernormalen" und dem „normalen" Winkelbereiche gelegenen „unternormalen" Zerstreuungsgebietes nachzuweisen sucht. Die Blackettschen Ergebnisse sind auch in dieser Richtung anwendbar. Für den Winkelbereich zwischen 45^0 und 90^0 fand Blackett 14 gestreute α-Teilchen, wogegen die Normalstreuung hier im Mittel 12 α-Ablenkungen ergeben würde. Aus dem geringen Unterschied der beiden Zahlen folgert Blackett, daß in diesem Winkelgebiete bereits merklich „normale" Streuung herrscht. Vereinigt man die Zahlen mit den bereits oben erwähnten Ergebnissen für das Gebiet zwischen 90^0 und 180^0, so zeigt sich aber, daß die zahlenmäßige Übereinstimmung bloß durch den Mangel an Daten für Winkel $< 45^0$ sowie für genügend weitgehende Unterteilungen des Bereiches zwischen 45^0 und 90^0 vorgetäuscht sein kann. Betrachtet man nämlich die Gesamtzahl aller unter einem Winkel $> 45^0$ gestreuten α-Teilchen, so hat man deren 22 gegenüber 13,5 bei „normaler" Zerstreuung. Der Überschuß kann also nur dem Bereiche um 45^0 und $< 45^0$ entnommen sein, womit die Existenz des fraglichen Gebietes „unternormaler" Zerstreuung bei N erwiesen ist. Dieses Ergebnis ist offenbar auch in erfreulicher Übereinstimmung mit dem bereits eingangs erwähnten Befund von Bieler, daß „unternormale" Zerstreuung bei Mg und Al bereits unter 45^0 feststellbar ist; mit Rücksicht auf die geringere Kernladung muß der Beginn „unternormaler" Zerstreuung bei N unter vergleichbaren Bedingungen nach 1. tatsächlich noch gegen kleinere Winkel verschoben sein.

3. Für den Mechanismus der „Atomzertrümmerung" ist es von besonderem Interesse zu erfahren, ob jene Stoßbedingungen, welche eine Protonenemission bewirken, dem Gebiete der normalen, der „unternormalen" oder der „übernormalen" Zerstreuung beizuzählen sind. Auch über diesen Punkt vermögen die Blackettschen Ergebnisse wenigstens teilweise Auskunft zu geben. Blackett fand 8 Bahnspuren von „Kernzertrümmerungen", welchen allem Anschein nach eine Vereinigung von N-Kern und α-Teilchen vorangegangen war. Nimmt man dies an, so scheiden die Stoßbedingungen des „normalen" α-Zerstreuungsbereiches für die von Blackett registrierten N-„Atomzertrümmerungen" überhaupt aus. Wegen des Vorhandenseins eines Gebietes beträchtlicher „übernormaler" α-Zerstreuung kommt nach dem vorigen auch nicht mehr in Betracht, daß das bei kleineren Winkeln gelegene Gebiet „unternormaler" Zerstreuung seine Existenz dem Ausfall kerngebundener α-Teilchen verdanken könnte, wie man vor der Feststellung „übernormaler" Zerstreuungsbereiche hätte vermuten dürfen. Für jene Elementarvorgänge, welche zu einer Bindung des α-Teilchens führen, hat man demnach zwei Möglichkeiten. Wenn die Stoßbedingungen dem „übernormalen" Zerstreuungsgebiete angehören, oder dieses gegen die gestrecktesten Streuwinkel hin begrenzen, so ist der Wirkungsquerschnitt der Kerne für solche

1) P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. A **107**, 349, 1925.

2) P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. A **102**, 294, 1922.

3) Die seinerzeit von Rutherford sowie Chadwick und Bieler beobachtete stark „übernormale" Zerstreuung in Wasserstoff ist unberücksichtigt gelassen worden, weil es sich hier bei dem gestoßenen Kern im Gegensatz zu allen übrigen Atomkernen um ein elementares Gebilde handelt. Immerhin möge hervorgehoben werden, daß in dem von Chadwick und Bieler gegebenen Beobachtungsmaterial auch hier die Andeutung eines Häufigkeitsminimums vorliegt, welches einem „unternormalen" Zerstreuungsbereiche entsprechen könnte; da es sich aber nur um einen einzigen ausfallenden Punkt handelt, kann diesem Umstande erst im Falle neuerlicher experimenteller Bestätigung irgendwelches Gewicht beigemessen werden.

Bindungsvorgänge eine Kreisfläche; eine Abnahme der „Übernormalität" der Zerstreuung in der Umgebung von 180°, allenfalls das Auftreten eines engen „unternormalen" Gebietes um 180° wäre dann nicht ausgeschlossen. Sollten die Stoßbedingungen hingegen ausschließlich dem „unternormalen" Zerstreuungsbereiche angehören, so müßte der Wirkungsquerschnitt des Kernes für Bindungsvorgänge ein ringförmiger sein.

4. Was die theoretische Deutung der vermuteten qualitativ-universellen Aufeinanderfolge: Normalstreuung — „unternormale" Streuung — „übernormale" Streuung (— Kernsynthese?) anbetrifft, so kommt für sie jedenfalls das Zusammenwirken mehrerer verschiedenartiger Ursachen in Betracht[1]). Beschränkt man sich auf elastische Kernstöße, so kann das Auftreten eines „unternormalen" Zerstreuungsbereiches, wie auch eigene Rechnungen zeigten, in Übereinstimmung mit Pettersson[2]) sowie Debye und Hardmeier[3]) zum Großteil auf eine Polarisierbarkeit der Kerne durch die herannahenden α-Teilchen zurückgeführt werden. Die Zunahme der Zerstreuung vom Kleinstwerte der „unternormalen" Zerstreuung bis in das Gebiet „übernormaler" Streuzahlen hinein kann empirisch durch ein die gegenseitige Abstoßung zwischen Kern und α-Teilchen vergrößerndes zusätzliches Kraftglied wiedergegeben werden, welches genähert z. B. der reziproken 10. Potenz des gegenseitigen Abstandes proportional genommen werden kann. Die vermehrte Abstoßung durch den Kern, welcher das α-Teilchen demgemäß im Gebiete der „übernormalen" Zerstreuung ausgesetzt ist, kann wohl nur auf eine so weitgehende gegenseitige Annäherung zurückgeführt werden, daß dabei bereits die dynamische Struktur der Kerne fühlbar wird. Dieser Umstand spricht sehr zugunsten der oben erwogenen Folgerung, daß eine (quantenhafte) Bindung des stoßenden α-Teilchens durch den Kern im wesentlichen nur unter den Stoßbedingungen der „übernormalen" Zerstreuung zustandekäme. Zugunsten der anderen Möglichkeit eines ringförmigen Wirkungsquerschnittes könnte demgegenüber vielleicht angeführt werden, daß sich ein ähnlicher Ansatz für die Bindung freier Elektronen durch H-Kanalstrahlen bewährt zu haben scheint[4]). Mit Rücksicht auf das Vorhandensein des beträchtlichen „übernormalen" Zerstreuungsbereiches wäre es aber auch im letzteren Falle kaum möglich, die Anzahl der allenfalls vorkommenden Kernsynthesen, entsprechend einem diesbezüglichen Vorschlage von Debye und Hardmeier, allein durch Betrachtungen über den Einfluß der Kerndeformierbarkeiten abzuschätzen. Schließlich möge nochmals betont werden, daß unter den Blackettschen Versuchsbedingungen nur „Kernzertrümmerungen" beobachtet worden sind, welchen eine Kernsynthese vorangegangen zu sein scheint, so daß über alle jene „Zertrümmerungs"-Vorgänge, die auf Grund eines andersartigen Mechanismus erfolgen mögen, aus den vorliegenden Betrachtungen nichts ausgesagt werden kann.

Auch an dieser Stelle möchte ich es nicht unterlassen, den Herren H. Pettersson und A. Smekal für das freundliche Interesse, welches sie der vorstehenden kleinen Notiz entgegengebracht haben, den aufrichtigsten Dank zu sagen.

Wien, Universität, II. Phys. Inst., Juni 1926.

(Eingegangen 16. Juni 1926.)

1) A. Smekal, l. c.

2) H. Pettersson, Wien. Ber. (IIa) **133**, 509, 1924 (Mitt. Ra.-Inst. Nr. 172); Proc. London Phys. Soc. **36**, 134, 1924; Ark. f. Mat., Astron. o. Fysik **19** B, Nr. 2, 1925. Vgl. auch H. Pettersson u. G. Kirsch, Atomzertrümmerung. Akad. Vorl.-Ges. Leipzig 1926.

3) P. Debye und W. Hardmeier, l. c.

4) E. Rüchardt, Ann. d. Phys. **71**, 377, 1923; Zeitschr. f. Phys. **15**, 164, 1923; G. Wentzel, Zeitschr. f. Phys. **15**, 172, 1923.

Über die Dielektrizitätskonstante von Dipolgasen nach der Quantenmechanik.

Von L. Mensing und W. Pauli jr.

1. Es ist ein bekanntes, zuerst von Debye hergeleitetes Ergebnis der statistischen Wärmetheorie, daß solche Stoffe, deren Moleküle von Haus aus, d. h. auch bei Abwesenheit von äußeren elektrischen Feldern, elektrische Dipole tragen, eine Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante zeigen müssen. Ist ε die Dielektrizitätskonstante, μ das elektrische Dipolmoment des Moleküls, N die Zahl der Moleküle pro Volumeinheit, so gilt nach Debye unter Zugrundelegung der klassischen Statistik allgemein

$$\frac{3}{4\pi}\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\left(a+\frac{1}{3}\frac{\mu^2}{kT}\right)N. \qquad (1)$$

Hierin kommt der erste Term durch die Verschieblichkeit der Elektronen im Atom zustande, der zweite durch die im Wärmegleichgewicht sich einstellende Bevorzugung derjenigen Orientierungen der Dipole, bei denen deren Achse eine positive Komponente in der Feldrichtung besitzt.

In einer früheren Arbeit[1]) wurde gezeigt,

1) W. Pauli jr., Zeitschr. f. Phys. **6**, 319, 1921.

daß die Herleitung des temperaturabhängigen Teiles der „Refraktionsgröße" $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}$ einer Modifikation bedarf, wenn man an Stelle der klassischen Statistik die Quantenstatistik zugrunde legt, gemäß der im allgemeinen nur bestimmte, quantenmäßig festgelegte Orientierungen des resultierenden Impulsmoments des Moleküls zum äußeren elektrischen Feld zulässig sind. Dabei ist zu beachten, daß nach der Quantentheorie das Resultat für die Dielektrizitätskonstante im allgemeinen von der speziellen Art des Molekülmodelles abhängt. Sowohl in der bereits genannten früheren Arbeit als auch im folgenden wollen wir uns auf den Fall zweiatomiger Dipolgase beschränken, deren Molekül überdies keinen resultierenden Elektronen-Drehimpuls besitzen möge. Es ist dann das elektrische Dipolmoment des Moleküls parallel der Verbindungslinie der beiden Kerne, der sog. Figurenachse. Dieser Fall ist z. B. bei den Halogenwasserstoffen realisiert, für die nunmehr auch Messungen der Dielektrizitätskonstante und ihrer Temperaturabhängigkeit vorliegen[1]).

In diesem Fall ist es mit großer Annäherung erlaubt, das einfache Modell des Rotators für das Molekül zugrunde zu legen. Bei Abwesenheit des äußeren Feldes ist dann der Drehimpuls des Moleküls, gemessen in der Einheit $\frac{h}{2\pi}$, gequantelt und durch eine Quantenzahl bestimmt, die wir mit j bezeichnen wollen. Im äußeren elektrischen Feld tritt eine die Impulskomponente parallel dem Feld bestimmende Richtungsquantenzahl m hinzu, die bei gegebenem j von $-j$ bis $+j$ laufen möge:

$$-j \leq m \leq j. \tag{2}$$

Die neue Quantenmechanik führt nun, wie von Mensing[2]) mittels der Matrizenmethode, von Schrödinger[3]) mittels der Methode der Eigenfunktionen gezeigt wurde, im Falle des Rotators zum Resultat, daß erstens die Quantenzahl m ganzzahlige Werte annimmt und daß zweitens bei Einführung der durch (2) definierten und somit ebenfalls ganzzahligen Quantenzahl j, die Rotationsenergie des Rotators gegeben ist durch:

$$E_0 = \frac{h^2}{8\pi^2 A} j(j+1) = \frac{h^2}{8\pi^2 A}\left[(j+\tfrac{1}{2})^2 - \tfrac{1}{4}\right]. \tag{3}$$

Hierin bedeutet A das Trägheitsmoment des Moleküls, um eine durch den Schwerpunkt gelegte und zur Verbindungslinie der Kerne senkrecht stehende Achse und die Zahl j durchläuft die Werte 0, 1, 2, ... Diese Rotationsenergie ist somit, von einer additiven Konstante abgesehen, den Quadraten der „halben" Zahlen

$$\left(\frac{1}{2}\right)^2, \left(\frac{3}{2}\right)^2, \left(\frac{5}{2}\right)^2 \cdots$$

proportional, in Übereinstimmung mit der Erfahrung bei den ultraroten Bandenspektren. Bei Abwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes ist der über die Rotation des Moleküls gemittelte Wert der Komponenten des elektrischen Momentes gleich Null:

$$(\overline{\mu_z})_0 = 0. \tag{4}$$

Nach der Quantenmechanik gilt dies auch für den untersten Zustand $j = 0$ im Einklang mit der Erfahrung des Fehlens eines in der Feldstärke F des äußeren Feldes linearen Starkeffektes bei den ultraroten Banden[1]).

Im äußeren elektrischen Feld wird dagegen, auch abgesehen vom Effekt, der von der Verschieblichkeit der Elektronen im Molekül herrührt, infolge der Beeinflussung der Rotationsbewegung durch das Feld der Mittelwert der Komponente des elektrischen Momentes in der Richtung des äußeren Feldes (die wir als Richtung der z-Achse wählen) von Null verschieden und der Feldstärke proportional:

$$\overline{\mu_z} = \alpha(j,m) \cdot F. \tag{5}$$

Durch den von j und m abhängigen Faktor α ist zugleich die zu F^2 proportionale Energieänderung des Atoms im Feld (quadratischer Starkeffekt) bestimmt, gemäß

$$\Delta E = -\tfrac{1}{2}\alpha(j,m) \cdot F^2, \tag{6}$$

wie man z. B. durch eine einfache Adiabasiebetrachtung begründen kann. Ist die Funktion $\alpha(j,m)$ bekannt, so folgt für den statistischen Mittelwert $\overline{\mu_z}$ der wirksamen Komponente des elektrischen Momentes des Moleküls im Wärmegleichgewicht bei Beschränkung auf die zur Feldstärke proportionalen Glieder:

$$\overline{\mu_z} = \frac{\sum_{j=0}^{\infty}\sum_{m=-j}^{+j} \overline{\mu_z} e^{-\frac{E_0}{kT}}}{\sum_{j=0}^{\infty}\sum_{m=-j}^{+j} e^{-\frac{E_0}{kT}}} = \frac{\sum_{j=0}^{\infty}\sum_{m=-j}^{+j} \alpha(j,m)\, e^{-\alpha j(j+1)}}{\sum_{j=0}^{\infty}(2j+1)\, e^{-\alpha j(j+1)}} F \tag{7}$$

1) Zahn, Phys. Rev. **24**, 400. 1924; vgl. auch die Messungen der Elektrostriktion von Frivold u. Hassel, Physik. Zeitschr. **24**, 82. 1923.

2) L. Mensing, Zeitschr. f. Phys. **36**, 814. 1926.

3) E. Schrödinger, Ann. d. Phys. **79**, 489, 1926, insbesondere § 3, Nr. 3.

1) Vgl. L. Mensing, l. c., S. 823.

Hierin ist für E_0 der Wert (2) eingesetzt und die Abkürzung eingeführt:

$$\sigma = \frac{h^2}{8\pi^2 A k T}. \tag{8}$$

Die Refraktionsgröße $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$ ist dann als Quotient von Polarisation pro Volumeneinheit und Feldstärke bestimmt durch:

$$\frac{3}{4\pi}\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = N\frac{\overline{\mu_z}}{F}. \tag{9}$$

Somit kommt alles darauf an, die Größe $a(j, m)$ zu bestimmen. Da sind nun an dem Verfahren der genannten früheren Arbeit gemäß dem heutigen Stand unserer Kenntnisse Abänderungen erforderlich. Erstens wurde damals mit einer den Quadraten der ganzen Zahlen, statt wie in (3) der halben Zahlen proportionalen Rotationsenergie gerechnet. Diesem Umstand hat kürzlich bereits L. Pauling[1]) Rechnung getragen. Zweitens aber ist es nicht mehr erlaubt, den Wert von $a(j, m)$ einer auf die klassische Mechanik basierten Betrachtung zu entnehmen. Während diese nämlich den Ausdruck ergeben hatte[2]):

$$a(j, m) = \frac{2\pi^2 A \mu^2}{h^2} \cdot \frac{1}{j^2}\left(3\frac{m^2}{j^2} - 1\right) \quad (\text{für } j \neq 0) \tag{10}$$

führt, wie im folgenden gezeigt werden soll, die Quantenmechanik zu einem hiervon verschiedenen Ergebnis.

2. Um nun die Größe $a(j, m)$ gemäß der Quantenmechanik zu berechnen, können wir uns auf die folgende allgemeine Beziehung berufen, die das durch das äußere Feld induzierte Moment μ_z verknüpft mit den harmonischen Komponenten von $(\mu_z)_0$ der ungestörten Bewegung. Letztere sind für einen bestimmten Übergangsprozeß mit der Übergangswahrscheinlichkeit A durch die Relation verknüpft:

$$A h\nu = \frac{(2\pi\nu)^4}{3c^3} \cdot 2 \cdot |(\mu_z)_0|^2. \tag{11}$$

Für den zeitlich konstanten Teil von $\mu_z = \overline{\mu_z}$ in einem bestimmten Quantenzustand gilt gemäß der genannten allgemeinen Beziehung insbesondere:

$$\overline{\mu_z} = \frac{2F}{h}\left|\sum_a \frac{|(\mu_z)_{0a}|^2}{\nu_a} - \sum_e \frac{|(\mu_z)_{0e}|^2}{\nu_e}\right|, \tag{11}$$

wobei die Summe zu erstrecken ist über alle Übergangsprozesse, die vom betrachteten Zustand aus durch Absorption (mit a bezeichnet) oder Emission (mit e bezeichnet) zu erreichen sind. Da nur die Komponente des Momentes in der Feldrichtung eingeht, spielen hier nur die zu π-Komponenten des Starkeffektes gehörigen Übergänge eine Rolle. Die Beziehung (11) ist auf jeden im äußeren Feld richtungsgequantelten Zustand für sich anzuwenden. Sie kann als Grenzfall der bekannten Ladenburg-Kramersschen Dispersionsformel für den Fall statischer äußerer Felder aufgefaßt werden[1]).

Wenden wir nun die Beziehung (11) speziell auf unser Molekülmodell an, so können wir mit Vernachlässigung des Beitrages derjenigen Übergänge, bei denen auch die Oszillationsquantenzahl sich ändert, gemäß (5) schreiben:

$$a(j, m) = \frac{2}{h}\left[\frac{|\mu_z|^2_{j,\,m;\,j+1,\,m}}{\nu_{j+1}^{j}} - \frac{|\mu_z|^2_{j,\,m;\,j-1,\,m}}{\nu_{j-1}^{j}}\right]. \tag{12}$$

Für $j = 0$ ist der zweite Term fortzulassen. Die hierin auftretenden Amplituden $(\mu_z)_{j,\,m;\,j+1,\,m}$ der ungestörten Bewegung sind von L. Mensing berechnet worden[2]). Ihre Abhängigkeit von m (sowie diejenige der entsprechenden Ausdrücke von μ_x und μ_y) entspricht den bekannten Hönl-Kronigschen Ausdrücken für die Intensität der Zeemankomponenten, während der von j abhängige Faktor sich aus der Bedingung bestimmt:

$$\sum_{j'=j\pm1}\left[\sum_{m'=m\pm1}(\mu_{x_{j',\,m'}^{j,\,m}})^2 + \sum_{m'=m\pm1}(\mu_{y_{j',\,m'}^{j,\,m}})^2 + (\mu_{z_{j',\,m'}^{j,\,m}})^2\right] = \mu^2,$$

in der μ die oben eingeführte Molekülkonstante des elektrischen Dipolmomentes bedeutet. Es ergibt sich auf diese Weise:

$$|\mu_{z_{j-1,\,m}^{j,\,m}}|^2 = \frac{j^2 - m^2}{(2j-1)(2j+1)}\mu^2 \tag{13}$$

und daraus $|\mu_{z_{j+1,\,m}^{j,\,m}}|^2$ durch Ersetzen von j durch $j+1$. Entnimmt man noch die Frequenzen ν_{j+1}^{j} aus der Frequenzbedingung und den Energiewerten (3) zu:

$$\nu_{j-1}^{j} = \frac{h}{4\pi^2 A} j, \quad \nu_{j+1}^{j} = \frac{h}{4\pi^2 A}(j+1),$$

---

1) Phys. Rev. **27**, 568, 1926.
1) W. Pauli, Zeitschr. f. Phys. l. c., Gl. (17).

1) Vgl. hierzu H. A. Kramers u. W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. **31**, 681, 1925. Ferner die Störungstheorie der Quantenmechanik bei M. Born, W. Heisenberg u. P. Jordan, Zeitschr. f. Phys. **35**, 557, 1926, I. Kap., Gl. (32). Für die Rechtfertigung des Energiewertes (6) auch Kap. 3, Gl. (31) dieser Arbeit.
2) L. Mensing, l. c. Gl. (36).

so folgt durch Einsetzen in (12):

$$\alpha(j,m) = \frac{8\pi^2 A\mu^2}{h^2} \frac{1}{(2j-1)(2j+3)} \left[\frac{3m^2}{j(j+1)} - 1\right] \text{ für } j \neq 0 \qquad (14)$$

und für den untersten Zustand $j = 0$, wo auch $m = 0$ und das zweite Glied in (12) fortzulassen ist:

$$\alpha(0,0) = \frac{8\pi^2 A\mu^2}{h^2} \cdot \frac{1}{3} \quad (\text{für } j = 0). \qquad (14')$$

Wie man sieht, weichen diese Ausdrücke vom Ergebnis (10) der klassischen Mechanik im einzelnen ab und stimmen mit diesem nur im Grenzfall großer Werte von j asymptotisch überein. Die Formeln (14) und (14′), die gemäß (16) den Starkeffekt zweiter Ordnung bestimmen, sind mittels Versuchen über die Ablenkung von Molekularstrahlen in inhomogenen elektrischen Feldern empirisch prüfbar.

3. Nunmehr kann der temperaturabhängige Anteil der Dielektrizitätskonstante von Gasen mit Dipolmolekülen von der hier betrachteten Art leicht ermittelt werden, indem man (14) und (14′) in (7) einsetzt. Zunächst ergibt sich, daß für $j \neq 0$ die Summe über m im Zähler von (7) verschwindet. Denn es ist für diese aus $(2j+1)$ Posten bestehende Summe:

$$\frac{3}{2j+1} \sum_{m=-j}^{+j} m^2 = j(j+1).$$

Nur die Moleküle im untersten Zustand $j = 0$ geben somit (in der hier betrachteten Näherung) einen Beitrag zum temperaturabhängigen Anteil der Dielektrizitätskonstante. Im ganzen ergibt sich dann weiter gemäß (14′) und (7):

$$\frac{3}{4\pi}\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = N\left(a + C\frac{\mu^2}{kT}\right) \qquad (15)$$

mit

$$C = \frac{8\pi^2 A k T}{h^2} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{\sum_{j=0}^{\infty} (2j+1)\, e^{-\sigma j(j+1)}},$$

was gemäß der Definition (8) von σ einfach geschrieben werden kann:

$$C = \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{\sigma \sum_{j=0}^{\infty} (2j+1)\, e^{-\sigma j(j+1)}} \qquad (16)$$

Im Grenzfall hoher Temperaturen (σ klein) gilt überdies:

$$\sigma \sum_{j=0}^{\infty} (2j+1)\, e^{-\sigma j(j+1)} \sim \int_0^{\infty} \sigma (2j+1)\, e^{-\sigma j(j+1)}\, dj = \int_0^{\infty} e^{-x}\, dx = 1,$$

also

$$C = \tfrac{1}{3} \text{ für großes } T. \qquad (17)$$

Im Grenzfall hoher Temperaturen erhält man daher nach der neuen Quantenmechanik wieder genau den in (1) angegebenen Zahlenfaktor $\frac{1}{3}$ der klassischen Theorie. Durch numerische Ausrechnung von C mittels geeigneter Näherungsformeln haben wir uns überdies davon überzeugt, daß in dem bei den Messungen von Zahn an der Dielektrizitätskonstante der Halogenwasserstoffe praktisch in Betracht kommenden Temperaturgebiet die Abweichungen von C vom Wert $\frac{1}{3}$ höchstens etwa 3 Proz. betragen, so daß hier (die auch von Zahn der Diskussion seiner Messungen zugrunde gelegte) klassische Formel (1) praktisch vollkommen ausreicht.

Dieses Resultat steht in vollkommenem Gegensatz zu den Ergebnissen, die auf Grund der früheren Quantentheorie der Periodizitätssysteme erhalten wurden und gemäß denen der Koeffizient C in (15) auch im Grenzfall hoher Temperaturen einen von $\frac{1}{3}$ beträchtlich verschiedenen Zahlwert erhalten sollte[1]). Es zeigt sich somit, daß hier ebenso wie in manchen anderen Fällen die neue Quantenmechanik sich hinsichtlich statistischer Mittelwerte der klassischen Mechanik enger anschließt als die bisherige Quantentheorie.

1) W. Pauli (Zeitschr. f. Phys. 1921, l. c.) findet bei großem T für C den Wert 1,5367; L. Pauling (Phys. Rev. 1926, l. c.) den Wert 4,570. Nach den Ergebnissen dieser Arbeiten sollte überdies C einen wesentlich stärkeren Gang mit der Temperatur aufweisen als gemäß Formel (16) des Textes.

(Eingegangen 25. Juni 1926.)

Über den Einfluß von Chlor auf die Beweglichkeit der Ionen in reinem Sauerstoff.

Von Herbert Mayer.

Die zahlreichen in letzter Zeit ausgeführten Beweglichkeitsmessungen positiver und negativer Ionen in reinen Gasen und Gasgemischen unter den verschiedensten Bedingungen von Druck haben noch keine Entscheidung zwischen den beiden Theoriengruppen gebracht, welche es versuchen, die relativ kleinen Beweglichkeiten der Ionen zu erklären. Von diesen beiden Gruppen nimmt bekanntlich die erste, die gewöhnlich als Theorie des komplexen Ions oder kurz als Cluster-Theorie bezeichnet wird, an, daß die kleine Beweglichkeit der Ionen, d. h. die dieselbe notwendigerweise verursachende kleine mittlere freie Weglänge dadurch verursacht wird, daß die Ionen einen viel größeren Durchmesser haben als die Moleküle der Gase, in welchen sie sich bewegen; daraus ergibt sich eine Erhöhung der Stoßzahl, also eine Verkleinerung der mittleren freien Weglänge. Die Annahme eines größeren Durchmessers schließt aber die Forderung in sich, daß die Ionen aus Molekülkomplexen bestehen, die sich durch Anlagern neutraler Moleküle um die bei der Ionisierung entstehenden elektrischen Zentren von Atom- oder Molekülgröße bilden. Die zweite Gruppe von Theorien wieder, die wir als Theorien des Atom- oder Molekülions bezeichnen können, erklärt die Verkleinerung der mittleren freien Weglänge der Ionen nicht durch die Annahme einer Vergrößerung des Durchmessers derselben, sondern durch starke elektrische Anziehungskräfte zwischen den Ionen, die nach dieser Theorie nur Atom- oder Molekülgröße haben, und den durch sie elektrisch polarisierten Molekülen.

Die experimentellen Resultate lassen sich in Komplexe ordnen, die teils zugunsten der einen, teils zugunsten der anderen Theorie sprechen, doch muß hervorgehoben werden, daß der größere Teil der Resultate sich ziemlich zwanglos durch eine Theorie des komplexen Ions erklären läßt, während eine Einordnung in die andere Gruppe der Theorien in den meisten Fällen nur mit Hilfe sehr künstlicher Hilfsvorstellungen möglich ist, wie zum Beispiel die von Wellisch[1]) entwickelte Hilfsvorstellung von der Wanderung der Ladungen von Molekül zu Molekül, die übrigens experimentell widerlegt erscheint.

Weder die Theorie des komplexen Ions und noch weniger die des einfachen Ions ist in der Lage, die Differenz der Beweglichkeit der positiven und der negativen Ionen zu erklären. Es ist bekannt, daß in fast allen Gasen und Gasgemischen die Beweglichkeit der negativen Ionen größer ist als die der positiven. Ausnahmen bilden vor allem Wasserdampf (Przibram[1]), dann eine Mischung von Schwefeldioxyd und Äthyläther (Wellisch[2]), eine Mischung von Kohlendioxyd und Wasserdampf (Rothgießer[3]) und die Chlorflamme (Franck und Pringsheim[4]).

Besonders die letztere Tatsache ist interessant, insofern sie im Zusammenhang mit einer Reihe anderer von Franck gefundener Resultate darauf hindeutet, daß zwischen dem elektronegativen Charakter der Gase und dem Verhältnis der Beweglichkeiten der positiven und negativen Ionen bestimmte Beziehungen bestehen.

Die gegenwärtige Arbeit wurde unternommen, um den Einfluß stark elektronegativer Gase auf die Beweglichkeit der positiven und der negativen Ionen zu studieren, um eine klarere Vorstellung von der Größe der zwischen Ionen und neutralen Molekülen wirkenden elektrischen Kräfte und deren Abhängigkeit vom Charakter des Gases zu gewinnen. Zu diesem Zwecke wurden zuerst Beweglichkeitsmessungen in reinem und sorgfältig getrocknetem Sauerstoff gemacht und dann der Einfluß kleiner wachsender Beimengungen von Chlor auf diese Größe bestimmt; schließlich wurde eine ungefähre Berechnung des Verhältnisses der Beweglichkeiten beider Arten von Ionen in reinem Chlor durchgeführt.

Die gebrauchte Methode war die bekannte Franck-Pohl-Modifikation der Rutherfordschen Wechselstrommethode, wobei nicht ein sin-Wechselfeld, sondern ein statisches Wechselfeld von Quadratwellenform gebraucht wurde. Letzteres wurde durch eine Hochspannungsbatterie und einen rotierenden Kommutator erzeugt.

Der Apparat war in folgender Weise gebaut: Gegenüber einer 3 mm dicken Messingplatte A (Fig. 1) ist mit Hilfe von drei je 1 cm dicken Messingstäben eine zweite ebensolche Platte B befestigt. Die untere Platte A trägt auf drei auf Hochglanz polierten Ebonitstäben von je 2 cm Länge eine 1 mm dicke Messingplatte D. Auf dieser befindet sich auf drei ebenfalls auf Hochglanz polierten Ebonitstäben von je 3 cm Länge ein Messingplattenring E mit einer inneren Öffnung von 10 cm Durchmesser, in welcher das Netz R gespannt ist. An der Platte B ist ein E völlig gleicher Ring S befestigt, in

1) Przibram, Wien. Ber. (IIa) **117**, 665, 1908.
2) Wellisch, Proc. Roy. Soc. (A) **82**, 500, 1909.
3) Rothgießer, Diss. Freiburg 1913.
4) Franck u. Pringsheim, Ber. d. phys. Ges. **13**, 328, 1911.

1) Wellisch, Proc. Roy. Soc. (A) **82**, 500, 1909.

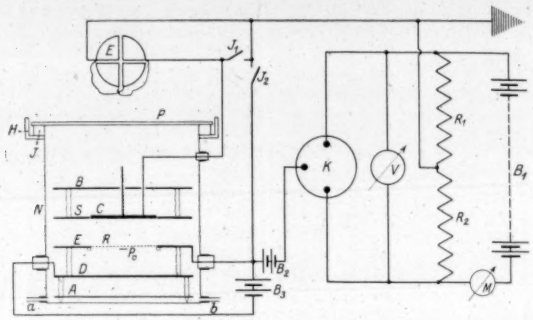


Fig. 1.

dessen innerer Öffnung sich die 1 cm dicke Sammelplatte C befindet. Dieselbe ist auf der unteren Seite poliert und mit Hilfe eines Ebonitstückes an einem Präzisionszahntrieb, ebenfalls aus Messing, befestigt. Derselbe gestattet es, die Platte bis zum Netz R hinunterzulassen. Von der Sammelplatte C führt durch eine Öffnung in B ein Messingdraht zum Elektrometer E. Der ganze Apparat befindet sich in einem Messinggefäß N von 20 cm Durchmesser und 25 cm Höhe. Auf den oberen Rand desselben ist ein Messingring I aufgesetzt, auf welchen eine Glasplatte P von 1 cm Dicke aufgeschliffen ist. Der Messingring ist von einem mit einem Kanal versehenen Holzring H umgeben, in welchen Quecksilber gegossen werden kann, um den Schliff zwischen der Platte P und dem Ring I völlig luftdicht zu schließen. Der Messingdraht, der die Verbindung mit der Sammelplatte C und dem Elektrometer E herstellt, geht durch ein Ebonitstück, welches in eine Öffnung des äußeren Gefäßes N eingepaßt ist und von außen mit weißem Siegellack luftdicht verschlossen ist. Etwas über dem Boden des äußeren Gefäßes befinden sich zwei Öffnungen a und b, an welche Messinghülsen angelötet sind. In dieselben wurden Glasrohre eingesetzt und von außen mit weißem Siegellack luftdicht überzogen. Dieselben dienten einerseits der Verbindung mit einem Manometer, andererseits mit dem Pumpensystem, welches zum Evakuieren diente, und den Gaszuleitungsröhren. Die Verbindungen zu dem Netz R und der Platte D, welche den sogenannten Hilfskondensator bilden, führen isoliert durch die Wand des äußeren Gefäßes. Unter dem Netze R befindet sich das Polonium, welches auf einem Kupferplättchen von 1 cm Größe niedergeschlagen ist. Unter der Glasplatte P befand sich während der Messungen ein geerdetes Messingnetz, um die Zuleitung zum Elektrometer vor etwaigen elektrostatischen Einflüssen zu schützen. Außer der Sammelplatte C, dem Ring E, dem Netz R und der Platte D sind alle aufgezählten Apparateteile geerdet.

Das Netz R bestand aus Kupferdraht von der Stärke 0,1 mm und hatte 1600 Maschen pro cm. Es wurde sehr sorgfältig gespannt, so daß die Abweichungen von der Ebene die Drahtdicke nicht überschritten. Der bei diesen Messungen außerordentlich wichtige Parallelismus von Netz und Sammelplatte war dadurch besonders gut hergestellt, daß der Präzisionszahntrieb es gestattete, die Platte C bis zum Netze R hinunterzulassen, sie dort durch Kontakt genau parallel zum Netz zu stellen und dann zu der gewünschten Höhe zu heben. Ihre Entfernung vom Netze wurde durch Messung des Abstandes von der Platte B in dem Falle des Kontaktes mit dem Netze und, nachdem sie zur gewünschten Höhe gehoben war, durch abermalige Messung ihres Abstandes von der Platte B mit Hilfe eines Tiefenmessers bestimmt. Die Messung erfolgte durch drei zu diesem Zwecke in die Platte B gemachte Öffnungen an drei verschiedenen Punkten der Peripherie der Sammelplatte C und ergab innerhalb der Fehlergrenze des Tiefenmessers vollkommene Parallelität. Der auf Konto dieser Messungen zu setzende Fehler im Resultat beträgt max. 1 Proz.

Der zur Herstellung des statischen Wechselfeldes nötige rotierende Kommutator ist dem von Rothgießer[1]) beschriebenen, von einigen Änderungen abgesehen, ähnlich. Aus zwei massiven Messingzylindern A und B (Fig. 2) sind je vier Segmente derart ausgeschnitten, daß die zurückbleibenden Segmente ineinandergreifen, wenn man die Zylinder ineinander schiebt. Dieselben

1) Rothgießer, loc. cit.

sind auf Ebonitzylindern derart montiert, daß sie sowohl gegeneinander als auch gegen die Achse, um die sie rotieren, vollkommen isoliert sind und andererseits zwischen den einzelnen Segmenten noch ein Luftschlitz von 1 mm Breite bleibt. An der Basis der Messingzylinder schleifen zwei Messingfedern, die den Kontakt mit

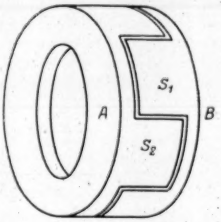


Fig. 2.

den Polen einer Hochspannungsbatterie herstellen; über die Segmente streichen zwei miteinander verbundene Metallfedern von der in Fig. 3 gezeigten Form, die die Spannung abnahmen und zum Netz trugen. Um ein Hineinfallen derselben in die zwischen den Segmenten gebliebenen Schlitze zu verhindern, weil dies ein Schwingen der Metallfedern und daher Unsicherheit im Kontakt erzeugen konnte, wurden in die Schlitze Ebonitstückchen von der in der

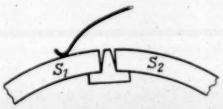


Fig. 3.

Fig. 3 gezeigten Form eingeklemmt. Dadurch wurde einerseits das Hineinfallen der Federn, also Schwingen derselben verhindert, andererseits konnte infolge des oben zwischen den Segmenten und dem Ebonit gebliebenen Schlitzes kein Kurzschluß durch sich aufreibenden Metallstaub zwischen den Segmenten erfolgen. Die völlige Konstanz und Güte des Kontaktes wurde dadurch experimentell bewiesen, daß man die beim Rotieren des Kommutators entstehenden langsamen elektrischen Schwingungen auf ein Telephon übertrug, auf dessen Membran ein Spiegel befestigt war. Die Schwingungen dieses Spiegels wurden auf einen Lichtstrahl übertragen und photographiert. Die erhaltenen Kurven zeigen die typische Quadratwellenform und ergeben vollkommenen und konstanten Kontakt.

Der Kommutator wurde von einem elektrischen Motor gezogen, dessen Tourenzahl dadurch konstant gehalten wurde, daß an seine Klemmen ein Voltmeter gelegt wurde, welches Spannungsschwankungen des Straßennetzes anzeigte und dadurch durch Regulieren von in den Motorkreis geschalteten Widerständen das Konstanthalten der Tourenzahl ermöglichte. Der aus den kleinen Variationen derselben sich ergebende Fehler im Resultat beträgt max. 1 Proz.

Die Spannungsdifferenz wurde von einer Hochspannungsbatterie kleiner Akkumulatoren (Phywe-Göttingen) geliefert. Dieselbe war durch zwei Präzisionswiderstände von je 250,000 Ω kurz geschlossen. Die Mitte zwischen beiden Widerständen ist an Erde gelegt. Von den beiden Endpunkten führen Verbindungen einerseits zu einem Präzisionsvoltmeter V, andererseits zu den beiden Zylindern des Kommutators K. Mit dem Voltmeter wurde die ganze zwischen den beiden Polen bestehende Spannungsdifferenz gemessen, doch ist infolge der genauen Gleichheit der beiden benutzten Widerstände R_1 und R_2 die an das Netz angelegte Spannung genau gleich der Hälfte der vom Voltmeter angezeigten Spannungsdifferenz. Da das Voltmeter noch bequem $^1/_2$ Volt abzulesen gestattet, beträgt der aus diesen Ablesungen sich ergebende Fehler max. 0,5 Proz.

Das zur Messung verwendete Elektrometer ist ein Dolezalek-Elektrometer mit einfacher Nadel. Seine Empfindlichkeit ist 870 Skalenteile pro 1 Volt bei einer Nadelladung von 100 Volt und bei einem Abstande von 2 m. Seine Schwingungszeit ist 24 sec, also genügend groß gegenüber der Periode des Wechselfeldes, die zwischen 0,06 und 0,09 sec variierte. Ein Quadrantenpaar ist ständig an Erde gelegt, das zweite kann mit Hilfe des Schlüssels I_1 ebenfalls an Erde gelegt oder aber isoliert werden. Es ist in ständiger Verbindung mit der Sammelplatte C. Das Elektrometer ist samt allen seinen Zuleitungen elektrostatisch geschützt.

Die kleine Batterie B_3 gibt die konstante Spannungsdifferenz für den Hilfskondensator. Der Schlüssel I_2 gestattet es, das Netz an Erde zu legen. Alle aufgezählten Meßapparate, Widerstände, Batterien und Schlüssel sind auf Paraffinplatten isoliert aufgestellt.

Die beiden Gase, Sauerstoff und Chlor, wurden elektrolytisch hergestellt, und zwar der Sauerstoff in einem von G. Niese[1]) beschriebenen Apparat, welcher sehr reinen Sauerstoff in größeren Mengen in sehr kurzer Zeit liefert, das Chlor in dem bekannten Hoffmannschen Appa-

1) G. Niese, Physik. Zeitschr. **24**. 12, 1923.

rat mit Kohlenelektroden durch Zerlegung konzentrierter Salzsäure. Den so hergestellten Gasen wurde der größte Teil der Feuchtigkeit durch langsames Streichen durch mit $NaOH$, $CaCl$, und P_2O_5 gefüllte Röhren entzogen. Aus diesem Glasröhrensystem traten sie in ein größeres Glasgefäß, in welchem sich ebenfalls P_2O_5 befand; hier blieben sie längere Zeit der trocknenden Wirkung ausgesetzt und kamen erst dann in den eigentlichen Meßraum. Auch in demselben befanden sich auf der oberen Platte B, während einiger Messungen auch auf der unteren Platte A, mit P_2O_5 gefüllte Glasschalen, um die Trocknung nicht nur der Gase, sondern auch der Innenwände des Apparates möglichst vollkommen zu machen, was im Hinblick auf das Chlor von der größten Wichtigkeit ist.

Vor Einführen der Gase wurde das ganze Trockenröhrensystem, das Trockengefäß und der eigentliche Meßraum mit Hilfe eines Pumpensystems, bestehend aus einer rotierenden Ölluftpumpe und einer Quecksilberdiffusionspumpe bis auf ungefähr 0,1 mm Hg evakuiert, indem gleichzeitig die Gefäßwände gut erwärmt wurden. Dann wurde durch die Trockenröhren langsam käuflicher Bombensauerstoff bis zu normalem Druck eingelassen, dann wieder evakuiert und dieser Prozeß viermal mit Bombensauerstoff und einmal mit elektrolytischem Sauerstoff wiederholt.

Die Bestimmung der Beweglichkeit geschieht in der bekannten Weise dadurch, daß für mehrere steigende Wechselpotentiale die Aufladungsgeschwindigkeit des Elektrometers durch die in einer Halbperiode des Wechselfeldes gegen die Sammelplatte C getragenen Ionen bestimmt wird und der Elektrometerausschlag in einer bestimmten Zeit, z. B. 10 sec, als Funktion des zugehörigen Potentials in ein Koordinatensystem eingetragen wird. Die so erhaltenen Punkte ergeben eine Art Stromspannungskurve, die im allgemeinen eine Gerade ist, deren Schnitt mit der Spannungsachse jene Spannung liefert, bei der sich das Elektrometer gerade aufzuladen beginnt, bei der die Ionen also gerade während einer Halbperiode die Entfernung Netz—Sammelplatte zu durchlaufen vermögen. Die Beweglichkeit k berechnet man dann, indem man diese kritische Potentialdifferenz V in die Formel einsetzt

$$k = \frac{8 d^2 N}{V} \cdot \frac{p}{760} \text{ cm/sec Volt/cm}$$

in welcher d die Entfernung Netz – Sammelplatte, N die Zahl der Umdrehungen des Kommutators pro sec, p den Druck und 8 einen vom Kommutator abhängigen Faktor bedeutet. In Fig. 4 sind einige der erhaltenen Kurven gezeigt.

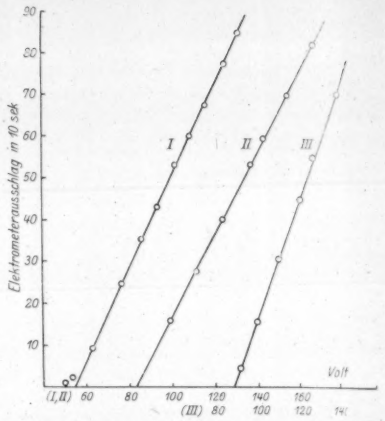


Fig. 4.

Kurve I: Negatives Ion in reinem Sauerstoff, $d = 3{,}000$ cm, $N = 18$, $p = 670$ mm Hg, $k = 2{,}08$ cm/sec Volt/cm.

Kurve II: Positives Ion in Mischung von Sauerstoff und 1,3 Proz. Chlor, $d = 3{,}505$ cm, $N = 15$, $p = 570$ mm Hg, $k = 1{,}33$ cm/sec Volt/cm.

Kurve III: Negatives Ion in Mischung von Sauerstoff und 1,8 Proz. Chlor, $d = 3{,}000$ cm, $N = 16{,}6$, $p = 674$ mm Hg, $k = 1{,}19$ cm/sec Volt/cm.

Es muß erwähnt werden, daß die Kurven den auch von anderen wiederholt beobachteten asymptotischen Fuß zeigten. Da der Parallelismus von Netz und Sammelplatte bei der beschriebenen Apparatur recht vollkommen hergestellt war, konnte er zur Erklärung dieser Erscheinung nicht herangezogen werden. Einschaltung einer kleinen konstanten Potentialdifferenz B_2 in dem Wechselfeldkreis derart, daß das die Ionen abwärts gegen das Netz zurücktragende Feld etwas vergrößert wird, verkleinert wohl den Fuß, konnte ihn aber nicht ganz eliminieren. Da einerseits die aus dem Schnitt dieses Fußes mit der Spannungsachse berechnete Beweglichkeit der positiven Ionen fast immer gleich ist der der negativen, andererseits bei den Messungen in Chlor dieser Fuß im Falle der negativen Ionen fast ganz verschwand, nimmt Verfasser an, daß es sich bei dieser Erscheinung um einige wenige Ionen handelt, die eine größere als die normale Beweglichkeit haben.

Vor allem wurde die Beweglichkeit in reinem und trockenem Sauerstoff gemessen. Als Mittelwerte von mehr als zwanzig Einzelmessungen für jede Ionenart ergaben sich:

$$k_{pos.} = 1{,}38 \text{ cm/sec Volt/cm}$$
$$k_{neg.} = 2{,}05 \quad „ \quad „$$

Nachher wurden drei Messungsreihen mit verschiedenen Chlorkonzentrationen gemacht, um Sicherheit über die in der ersten Messungsreihe gewonnenen recht interessanten Resultate zu gewinnen. Die Resultate dieser drei Reihen stimmen sehr gut überein. Sie sind in der folgenden Tabelle gegeben:

I. Reihe.

Mischungsverhältnis	$k_{pos.}$ 760	$k_{neg.}$ 760
Sauerstoff rein	—	2,00
0,5 Proz. Chlor	—	1,56
1,3 „ „	1,35	1,36
2 „ „	1,35	1,25
3 „ „	1,22	1,09

II. Reihe.

Mischungsverhältnis	$k_{pos.}$ 760	$k_{neg.}$ 760
Sauerstoff rein	1,38	2,06
1 Proz. Chlor	1,40	1,38
1,8 „ „	1,39	1,22
2,8 „ „	1,28	1,14
4,5 „ „	1,22	1,08

Jeder der in den Tabellen gegebenen Werte ist Mittelwert von mindestens drei Messungen. Die kleinen Unterschiede in den Beweglichkeitswerten für dasselbe Mischungsverhältnis in beiden Reihen sind wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß dieselben Mittelwerte von mehreren aufeinanderfolgenden Messungen sind, während welchen infolge der Gewichtsdifferenz der beiden Gase das Mischungsverhältnis nicht genügend konstant erhalten werden konnte. Die Resultate der dritten Reihe, die mehr informativen Charakter hatte, bestätigen die in den ersten beiden erhaltenen.

Während dieser Messungen wurde von Zeit zu Zeit die Isolation der Sammelplatte C, des Netzes R und der Platte D geprüft und unverändert gefunden.

Aus den gegebenen Werten ist folgendes ersichtlich: Kleine Mengen von Chlor zu Sauerstoff hinzugefügt, setzen die Beweglichkeit der negativen Ionen stark herab, haben aber keinen merklichen Einfluß auf die der positiven. Die Beweglichkeit der negativen Ionen wird bei einer bestimmten Konzentration (ungefähr 1 Proz.) der der positiven gleich und fällt bei Erhöhung der Chlormenge unter diesen Wert. Von ungefähr 3 Proz. verringert sich dann auch die Beweglichkeit der positiven Ionen, doch bleibt die der negativen immer kleiner als die der positiven. Auch ist von da angefangen der Einfluß, den eine bestimme Menge Chlor hat, kleiner, als bis zu dem Momente des Abnehmens der Beweglichkeit der positiven Ionen. Der aus diesen Messungen sich ergebende Mittelwert des Verhältnisses $k_{pos.} : k_{neg.}$ ist 1,11.

Es wurde schließlich versucht, eine Messung in reinem Chlor bei einem Druck von 80 mm Hg zu machen. Doch litt die Isolation bei Einführung reinen Chlors, so daß nur eine ungefähre Berechnung der Beweglichkeiten durchgeführt werden konnte. Es zeigte sich, daß auch jetzt die Beweglichkeit des negativen Ions kleiner war als die des positven, und zwar von der Größenordnung 0,5 cm/sec Volt/cm. Das Verhältnis $k_{pos.} : k_{neg.}$ war annähernd 1,22.

Diese Resultate sprechen entschieden zugunsten der Cluster-Theorie, denn das sukzessive Fallen der Beweglichkeit des negativen Ions schon bei Anwesenheit ganz geringer Mengen von Chlor deutet auf sukzessive Bildung immer größerer Molekülkomplexe hin. Man kann sich daher im Sinne dieser Theorie die beobachteten Erscheinungen in folgender Weise erklären: Von einer bestimmten Anzahl von Zusammenstößen zwischen Ionen und neutralen Molekülen führt im allgemeinen nur ein bestimmter Bruchteil zu einem Zusammenlagern, d. h. zur Bildung eines Komplexes. Bei stark elektronegativen Gasen wie Chlor dürfte dieser Bruchteil sehr groß sein. Je geringer nun die Konzentration, umso geringer die Zahl der Moleküle, des elektronegativen Gases, denen das Ion auf seinem Wege durch das Gas begegnet, umso kleiner also auch die sich bildenden Molekülkomplexe.

Zwischen den positiven Ionen und den Chlormolekülen dagegen sind die elektrischen Anziehungskräfte recht schwach, so daß bei kleinen Konzentrationen kein Anlagern von Chlormolekülen an positive Ionen stattfindet. Erst in dem Augenblicke, in dem das mittlere Molekulargewicht der Mischung durch die Chlormenge merklich erhöht wird, findet auch eine Verminderung der Beweglichkeit des positiven Ions statt, welche dann parallel mit der Erhöhung des mittleren Molekulargewichtes der Mischung geht.

Aus diesen Resultaten geht also jedenfalls hervor, daß die zwischen den neutralen Molekülen und den Ionen wirkenden elektrischen Kräfte weitgehend vom Charakter des Gases, in welchem sich die Ionen bewegen, abhängen. Sie spielen eine wichtige Rolle bei der Bildung der die Ionen aufbauenden Molekülkomplexe

und sie sind es vor allem, die die verschiedenen Beweglichkeiten der positiven und der negativen Ionen indirekt verursachen.

Zusammenfassung.

1. Es wurde die Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen in reinem und trockenem Sauerstoff bestimmt; gebraucht wurde die Franck-Pohl-Modifikation der Rutherfordschen Wechselfeldmethode mit einem Wechselfeld von Quadratwellenform.
2. Es wurde der Einfluß bestimmt, den wachsende Beimengungen von Chlor auf diese Beweglichkeiten ausüben.
3. Es wurde eine Bestimmung des Verhältnisses der beiden Beweglichkeiten in reinem Chlor bei einem Druck von 80 mm *Hg* durchgeführt.
4. Die gefundenen Resultate werden im Sinne einer Cluster-Theorie gedeutet.

Genaue Beweglichkeitsmessungen in reinem Chlor und Bestimmung des Einflusses wachsender Beimengungen von Chlor auf die Beweglichkeit der Ionen in Wasserstoff sind in Vorbereitung.

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Experimentalphysik an der Czernowitzer (Rumänien) Universität ausgeführt. Ich erlaube mir, dem Leiter dieses Instituts, Herrn Professor E. Badareu als meinem verehrten Lehrer für die Anregung zu dieser Arbeit wie auch für die rege Anteilnahme und Unterstützung derselben meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Cernăuți, 16. Juni 1926.

(Eingegangen 20. Juni 1926.)

Optische Bestimmung der Dicke einer Oberflächenschicht auf Glas aus Reflexionsbetrachtungen.

Von R. Sissingh und J. Th. Groosmuller.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut zu Amsterdam.)

§ 1. Wie bekannt, werden die Fresnelschen Formeln für die Intensität des von durchscheinenden Körpern reflektierten und gebrochenen Lichtes ganz strenge aus der elektromagnetischen Theorie abgeleitet[1]). Die zuerst von Airy[2]) am Diamant und später von Jamin[3]) an vielen Körpern beobachtete elliptische Polarisation des reflektierten Lichtes wird als ein sekundäres Phänomen betrachtet.

Wie zuerst Lorenz[4]) angab, betrachtet man den Übergang der Eigenschaften des ersten Mediums ins zweite als eine kontinuierliche, wenn auch sehr schnelle Änderung. Dabei wird angenommen, daß die Eigenschaften in einer Fläche parallel der Grenzfläche überall dieselben sind. Zuerst hat van Ryn van Alkemade[5]) nach dieser Hypothese die elliptische Polarisation abgeleitet. Später ist die Ableitung von Drude[6]) vereinfacht worden.

In dieser Theorie sind aber Polarisations- und Haupteinfallswinkel einander gleich. Der erste J_p wird nach dem Brewsterschen Gesetz bestimmt durch $i + r = 90^0$ (i = Einfalls-, r = Brechungswinkel), der zweite J durch die Bedingung, daß die Phasendifferenz der reflektierten Lichtvektoren parallel und senkrecht zur Einfallsebene gleich $\pi : 2$ ist. Dieses Resultat stimmt aber nicht mit den Beobachtungen überein. Der erste von uns hat an einem der vier Flintglasprismen eines von Steinheil verfertigten Kirchhoffschen Spektroskops eine sehr starke elliptische Polarisation beobachtet[7]).

Diese elliptische Polarisation wurde mit einem Babinetschen Kompensator gemessen. Die Hauptebenen der beiden Quarzkeile waren aufs sorgfältigste parallel und senkrecht zur Einfallsebene gestellt und die Seitenflächen dieser Keile einander parallel.

Sieben umfangreiche Beobachtungsreihen an beiden Seiten des Flintglasprismas ergaben:

	λ	J	H	ε_0	n_r	n_d	$J+R$
I	$6{,}57 \times 10^{-4}$ mm	56°41′ 5″	3°56′	0,0755	1,5288	1,6117	89°51′
I	5,89	56°34′ 28″	3°59′ 13″	0,0767	1,5192	1,6167	89°53′ 30″
I	4,86	55°58′	4°13′	0,0825	1,4877	1,6235	89°53′ 30″
II	6,57	56°33′ 23″	4°5′ 55″	0,0789	1,5186	1,6117	89°53′ 30″
II	5,89	56°23′ 21″	4°6′ 53″	0,0796	1,5087	1,6167	89°53′ 28″
II	5,82	56°18′ 39″	4°10′ 31″	0,0809	1,5043	1,6172	89°53′ 28″
II	4,84	56°44′ 34″	4°6′ 23″	0,0808	1,4721	1,6287	89°53′ 30″

1) H. A. Lorentz, Dissertation. Leiden 1875. Zeitschr. f. Math. und Phys. **22**, 1, 205, 1875; **23**, 197, 1876. — 2) Airy, Cambr. Phil. Trans. **4**, 219, 1832. — 3) Jamin, Ann. de phys. et de chim. (3) **29**, 268, 1850; (3) 31, 165, 1851. — 4) L. Lorenz, Pogg. Ann. **111**, 460, 1860. — 5) A. C. van Ryn van Alkemade, Dissertation. Leiden 1882; Wied. Ann. **20**, 221, 1883. — 6) P. Drude, Wied. Ann. **43**, 126, 1891. — 7) R. Sissingh, Dissertation. Leiden 1885. Archives Néerlandaises **20**, 207, 1886.

I und II geben die beiden Seitenflächen des Prismas an. H ist das sog. Hauptazimut, nämlich das Verhältnis der Lichtvektoren parallel und senkrecht zur Einfallsebene, falls der Lichtvektor des einfallenden Lichtes $= 1$ ist.

ε_0 ist der von Cauchy eingeführte Elliptizitätskoeffizient[1]); n_r der Brechungsindex, wie dieser aus den Cauchyschen Formeln folgt und n_d der Wert derselben, welcher folgt aus Deviationsbestimmungen[2]). Aus den angeführten Beobachtungen erhellt $J < J_f$. Die Differenz beträgt ungefähr 4'.

§ 2. Nachdem die weiteren Untersuchungen über den Einfluß der Oberflächenschichten auf die Reflexion im hiesigen physikalischen Laboratorium bei der Reflexion an Quecksilber eine am Quecksilber adhärierende Luftschicht von 10^{-6} mm angezeigt hatten[3]), wandte der erste von uns sich im Jahre 1918 an Herrn Dr. van Ryn van Alkemade mit der Frage, ob in seiner Theorie einer kontinuierlichen Änderung an der Grenze zweier Medien immer $J > J_f$ sein sollte. Dr. van Ryn van Alkemade äußerte die Vermutung, daß, wenn d^2/λ^2 nicht vernachlässigt wird, auch der Fall $J < J_f$ auftreten kann. d ist die Dicke der Übergangsschicht. Dies veranlaßte den zweiten von uns, die Drudeschen Formeln in diesem Sinne zu erweitern, was kurz angegeben wird.

Ausgehend von den Drudeschen Formeln, in welchen E_p und E_s die elektrischen Lichtvektoren sind, parallel und senkrecht zur Einfallsebene des einfallenden Lichtbündels, R_p und R_s des reflektierten Lichtes, ist:[4])

$$\left.\begin{aligned} \frac{R_p}{E_p} &= \frac{\cos i\cdot\sqrt{\varepsilon_2}-\cos r\cdot\sqrt{\varepsilon_1}+i\frac{2\pi}{\lambda}\{p\cos i\cos r-(d-qA)\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}\}}{\cos i\cdot\sqrt{\varepsilon_2}+\cos r\cdot\sqrt{\varepsilon_1}+i\frac{2\pi}{\lambda}\{p\cos i\cos r+(d-qA)\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}\}}\cdot \\ \frac{R_s}{E_s} &= \frac{\cos i\cdot\sqrt{\varepsilon_1}-\cos r\cdot\sqrt{\varepsilon_2}+i\frac{2\pi}{\lambda}\{d\cos i\cos r\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}-p+dA\}}{\cos i\cdot\sqrt{\varepsilon_1}+\cos r\cdot\sqrt{\varepsilon_2}+i\frac{2\pi}{\lambda}\{d\cos i\cos r\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}+p-dA\}}\cdot \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

In diesen Formeln ist $i =$ Einfallswinkel; $r =$ Refraktionswinkel ($\sin i = n_{1,2}\sin r$); $A = \varepsilon_2\sin^2 r$ oder $\varepsilon_1\sin^2 i$, was mit den Grenzbedingungen zusammenhängt, $p = \int_1^2 \varepsilon\, dz$; $q = \int_1^2 \frac{dz}{\varepsilon}$. ε_1 ist die Dielektrizitätskonstante des ersten Mediums, ε_2 die Dielektrizitätskonstante des zweiten Mediums, z der Abstand eines Elements der Übergangsschicht zum zweiten Medium.

In der Nähe des Polarisationswinkels ($\operatorname{tg} i = n_{1,2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$) kann man schreiben:

$$\left.\begin{aligned} \frac{Rp}{Ep} &= \frac{i\frac{2\pi}{\lambda}\{p-d(\varepsilon_1+\varepsilon_2)+q\varepsilon_1\varepsilon_2\}}{2\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}+i\frac{2\pi}{\lambda}\{p+d(\varepsilon_1+\varepsilon_2)-q\varepsilon_1\varepsilon_2\}} \\ \frac{R_s}{E_s} &= \frac{(\varepsilon_1-\varepsilon_2)\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}+i\frac{2\pi}{\lambda}\{2d\varepsilon_1\varepsilon_2-p(\varepsilon_1+\varepsilon_2)\}}{\varepsilon_1+\varepsilon_2\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}+i\frac{2\pi}{\lambda}p(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}\cdot \end{aligned}\right\} \quad (1')$$

1) Nennt man die Lichtvektoren parallel und senkrecht zur Einfallsebene k und k_s falls dieser im einfallenden Lichte $= 1$ ist, dann ist nach den Cauchyschen Formeln:

$$\frac{k^2}{k_s^2} = \frac{\cos^2(i+r)+\varepsilon_0^2\sin^2 i\sin^2(i+r)}{\cos^2(i-r)+\varepsilon_0^2\sin^2 i\sin^2(i-r)};\quad \sin i = n_r\sin r.$$

Der Phasenunterschied δ zwischen beiden Vektoren erhellt aus:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\varepsilon_0\sin i\{\operatorname{tg}(i+r)-\operatorname{tg}(i-r)\}}{1-\varepsilon_0^2\sin^2 i\operatorname{tg}(i+r)\operatorname{tg}(i-r)}.$$

Cauchy, Mém. de l'Acad. des Sciences **22**. 29. 1849.

2) In den oben angeführten Arbeiten hat der erste von uns gezeigt, daß, obwohl die Cauchyschen Formeln sehr genau von den Beobachtungen bestätigt werden, diesen Formeln nur eine empirische Bedeutung beigelegt werden kann.

3) J. J. Haak, Arch. Néerl. 3A, **6**, 198, 1923; C. A. Reeser, Arch. Néerl. 3A, **6**, 225, 1925.

4) P. Drude, Wied. Ann. **43**, 1891. Lehrbuch der Optik, 2. Aufl., 1906, S. 274, 275.

Setzen wir jetzt $E_p = E_s$ (das Polarisationsazimut ist also 45^0) und führen wir folgende Abkürzungen ein:

$$\eta_1 = i\frac{2\pi}{\lambda}\{p - d(\varepsilon_1+\varepsilon_2) + q\varepsilon_1\varepsilon_2\}, \qquad \eta_2 = i\frac{2\pi}{\lambda}\{p + d(\varepsilon_1+\varepsilon_2) - q\varepsilon_1\varepsilon_2\}$$

$$\Theta_1 = i\frac{2\pi}{\lambda}\{2d\varepsilon_1\varepsilon_2 - p(\varepsilon_1+\varepsilon_2)\}, \qquad \Theta_2 = i\frac{2\pi}{\lambda}p(\varepsilon_1+\varepsilon_2)$$

so finden wir

$$\frac{R_p}{R_s} = \frac{\eta_1}{2\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}+\eta_2}\cdot\frac{(\varepsilon_1+\varepsilon_2)\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}+\Theta_2}{(\varepsilon_1-\varepsilon_2)\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}+\Theta_1}.$$

Da p und q mit der Dicke d der Übergangsschicht zusammenhängen und d/λ immer klein sein soll, können wir in einer Reihe entwickeln und nach den Termen d^2/λ^2 abbrechen. Auf diese Weise erhält man

$$\frac{R_p}{R_s} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}\cdot\eta_1}{2(\varepsilon_1-\varepsilon_2)} - \eta_1\left\{\frac{\Theta_1}{2(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2} - \frac{\Theta_2}{2(\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2)} + \frac{\eta_2}{4(\varepsilon_1-\varepsilon_2)}\right\}.$$

Setzen wir:

$$\eta = p - d(\varepsilon_1+\varepsilon_2) + q\varepsilon_1\varepsilon_2,$$
$$\Theta = d(\varepsilon_1+\varepsilon_2)(4\varepsilon_1\varepsilon_2+\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2) - p(\varepsilon_1+\varepsilon_2)(3\varepsilon_1+\varepsilon_2) - q\varepsilon_1\varepsilon_2(\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2),$$

so finden wir:

$$\frac{R_p}{R_s} = i\frac{\pi}{\lambda}\eta\frac{\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}}{\varepsilon_1-\varepsilon_2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}\eta\cdot\Theta\cdot\frac{1}{4(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}.$$

Setzen wir:

$$\frac{R_p}{R_s} = \varrho e^{-i\Delta} = \varrho\cos\Delta - i\varrho\sin\Delta,$$

so haben wir folgende Beziehungen:

$$\varrho\sin\Delta = -\frac{\pi}{\lambda}\cdot\eta\cdot\frac{\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}}{\varepsilon_1-\varepsilon_2};$$
$$\varrho\cos\Delta = \frac{\pi^2}{\lambda^2}\eta\cdot\Theta\cdot\frac{1}{(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}.$$

Das Zeichen von

$$\Theta = -(\varepsilon_1+\varepsilon_2)\int_1^2\frac{\varepsilon^2(3\varepsilon_1+\varepsilon_2) - \varepsilon(4\varepsilon_1\varepsilon_2+\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2) + \varepsilon_1\varepsilon_2(\varepsilon_1-\varepsilon_2)}{\varepsilon}dz$$

hängt ab von:

$$Y_0 = \varepsilon^2(3\varepsilon_1+\varepsilon_2) - \varepsilon(4\varepsilon_1\varepsilon_2+\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2) + \varepsilon_1\varepsilon_2(\varepsilon_1-\varepsilon_2).$$

Im Intervalle $\varepsilon_1 \to \varepsilon_2$ ändert Y_0 das Zeichen, wie im folgenden erläutert werden soll.

Im Falle

$\varepsilon = \varepsilon_1$ ist $Y_0 = 2\varepsilon_1^2(\varepsilon_1-\varepsilon_2)$, also < 0,

$\varepsilon = {}^1/_2(\varepsilon_1+\varepsilon_2)$ ist $Y_0 = {}^1/_4(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2\cdot(\varepsilon_1+3\varepsilon_2)$, also > 0,

$\varepsilon = \varepsilon_2$ ist $Y_0 = 2\varepsilon_2^2(\varepsilon_2-\varepsilon_1)$, also > 0.

Der Wert von $\frac{dY_0}{d\varepsilon}$ ist immer > 0.

Es sei $\bar{\varepsilon}$ ein Mittelwert von ε, bestimmt durch

$$\Theta = \int_1^2\frac{Y_0 dz}{\varepsilon} = \frac{\overline{Y}_0}{\varepsilon}\int_1^2 dz = \frac{\overline{Y}_0}{\varepsilon}\cdot d$$

also:

$$\cot\Delta = \frac{-\pi\Theta}{\eta(\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2)\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}}$$
$$\varrho = \frac{-\pi\eta\cdot\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}}{\lambda(\varepsilon_1-\varepsilon_2)} \qquad (2)$$

Die Gleichung für ϱ hat sich durch diese Erweiterung der Theorie nicht geändert, aber wegen $\Delta \neq \pi/_2$ fallen der Polarisationswinkel und der Hauptein fallswinkel nicht zusammen.

Die Differenz ist aber klein, da Θ/λ sehr klein ist.

Jetzt müssen wir noch beweisen, daß sowohl $J > J_p$ als $J < J_p$ sein kann.

Betrachten wir dazu die Werte η und Θ.

Da wir annehmen $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$, so ist leicht einzusehen, daß

$$\eta = \int_1^2(\varepsilon-\varepsilon_1)(\varepsilon-\varepsilon_2)dz < 0 \text{ ist,} \quad \text{also } \varrho < 0.$$

so hängt das Zeichen von Θ ab vom Werte γ_0.

Aus (2) folgt jetzt:

$$\Theta > 0,\ \cot \Delta > 0,\ \text{also}\ \Delta < {}^1/_2\pi,$$

$$\Theta < 0,\ \cot \Delta < 0,\ \text{also}\ \Delta > {}^1/_2\pi.$$

Zum Schluß berechnen wir die Differenz zwischen dem Haupteinfallswinkel und dem Polarisationswinkel.

Beim Haupteinfallswinkel haben wir $\Delta = {}^1/_2\pi$, also ist $\frac{R_p}{R_s} = \varrho e^{-i\Delta}$ imaginär.

Setzen wir in Gl. (1) folgende Abkürzungen:

$$\alpha_1 = \cos i \sqrt{\varepsilon_2} - \cos r \sqrt{\varepsilon_2};$$

$$\alpha_2 = \cos i \sqrt{\varepsilon_2} + \cos r \sqrt{\varepsilon_2};$$

$$\beta_1 = \cos i \sqrt{\varepsilon_1} - \cos r \sqrt{\varepsilon_2};$$

$$\beta_2 = \cos i \sqrt{\varepsilon_1} + \cos r \sqrt{\varepsilon_2};$$

$$\eta_1 = \frac{2\pi}{\lambda}\left\{p \cos i \cos r - (d - qA)\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}\right\}$$

$$\eta_2 = \frac{2\pi}{\lambda}\left\{p \cos i \cos r + (d - qA)\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}\right\}$$

$$\xi_1 = \frac{2\pi}{\lambda}\left\{p \cos i \cos r \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} - p + dA\right\}$$

$$\xi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}\left\{p \cos i \cos r \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} + p - qA\right\},$$

so finden wir:

$$\frac{R_p}{R_s} = \frac{(\alpha_1 + i\eta_1)(\alpha_2 - i\eta_2)}{\alpha_2^2 + \eta_2^2} \cdot \frac{(\beta_2 + i\xi_2)(\beta_1 - i\xi_1)}{\beta_1^2 + \xi_1^2}$$

$$\eta = -\frac{(\bar{\varepsilon} - \varepsilon_1)(\bar{\varepsilon} - \varepsilon_2)}{\varepsilon} \cdot d$$

$$\Theta = -(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \cdot \frac{\bar{\varepsilon}^2(3\varepsilon_1 + \varepsilon_2) - \bar{\varepsilon}(4\varepsilon_1\varepsilon_2 + \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) + \varepsilon_1\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}{\varepsilon} \cdot d \quad (1)$$

Aus diesen Gleichungen lassen sich $\bar{\varepsilon}$ und d bestimmen.

§ 3. Jetzt können wir die Eigenschaften der Oberflächenschicht berechnen mit den in § 1 gegebenen Zahlenwerten[2]).

[1]) Obwohl die beiden Mittelwerte im allgemeinen etwas verschieden sind, werden wir dieselben einander gleich stellen, was für eine Annäherung genügt.

[2]) Die Größen i und $\bar{i}$ sind in § 1 mit γ_p bzw. γ bezeichnet.

Der reelle Teil soll gleich Null sein, also

$$\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_1\alpha_2\xi_1\xi_2 + \beta_1\beta_2\eta_1\eta_2 - \alpha_2\beta_1\eta_1\xi_2 + \alpha_2\beta_1\eta_1\xi_2 + \alpha_1\beta_1\eta_2\xi_2 - \alpha_1\beta_2\eta_2\xi_1 = 0.$$

Da in dieser Beziehung die Größen $\eta_1, \eta_2, \xi_1, \xi_2$ von der Ordnung d/λ sind, folgt hieraus, daß α_1 sehr klein sein soll (α_2, β_1 und β_2 können nicht verschwinden), also ist $\bar{i}$ sehr wenig verschieden von $i\ \left(= \text{are tg}\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}\right)$.

Setzen wir dementsprechend $\bar{i} = i + i'$, wo i' von der Ordnung d/λ ist, so läßt sich obige Gleichung schreiben:

$$\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \beta_1\beta_2\eta_1\eta_2 - \alpha_2\beta_1\eta_1\xi_2 + \alpha_2\beta_2\eta_1\xi_1 = 0,$$

worin wir bei den Größen $\alpha_2, \beta_1, \beta_2, \eta_1, \eta_2, \xi_1$ und ξ_2 an der Stelle von i auch $\bar{i}$ setzen dürfen.

Jetzt ist i' zu berechnen und finden wir:

$$i' = -\frac{2\pi^2}{\lambda^2} \cdot \frac{\varepsilon_2\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2} \cdot \eta \cdot \Theta}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)^2} \quad (3)$$

Hieraus folgt für $\Theta > 0$ $i' > 0$ und für $\Theta < 0$ $i' < 0$, da $\eta < 0$.

Zum Schluß geben wir noch eine Andeutung für den praktischen Gebrauch der abgeleiteten Formeln.

Aus (2) und (3) kann man, da Δ und i' durch die Beobachtungen bestimmt werden können und $\varepsilon_1 = n_1^2$ und $\varepsilon_2 = n_2^2$ bekannt sind, Θ/λ und η/λ berechnen.

Damit man aus diesen Gleichungen einige Eigenschaften der Oberflächenschicht ableiten kann, ist es wünschenswert, bei der Berechnung von η und Θ einen Mittelwert für ε einzuführen.

Wir können schreiben:

Auf diese Weise erhält man:

$\bar{\varepsilon}$	$d:\lambda$	d
1.43	0,052	3.4×10^{-3} mm
1.44	0,052	3.1×10^{-3}
1.44	0,050	2.4×10^{-3}
1,46	0,054	3.5×10^{-3}
1.44	0,053	3.1×10^{-3}
1.44	0,053	3.1×10^{-3}
1.44	0,052	2.5×10^{-3}
		im Mittel 3.0×10^{-3}

Die Übergangsschicht ist ungefähr 100 Atomschichten dick und viel stärker als von Haak und Reeser (siehe § 2) an Quecksilber beobachtet wurde, wo diese Schicht von Luft gebildet wird[1]).

Würde dies auch beim Flintglasprisma der Fall sein, so folgert man aus $\bar{\varepsilon} = n^2$ und der Formel $(n-1)\cdot d = (n_0 - 1)\cdot d_0$, wo n und d sich auf Luft beziehen und n_0 und d_0 gelten für atmosphärischen Druck, daß die Luft in der Übergangsschicht unter 700 Atmosphären komprimiert sei.

Obwohl dies wegen des starken elektromagnetischen Feldes in der unmittelbaren Nähe der Atomschicht in der Oberfläche an und für sich nicht unwahrscheinlich zu sein braucht, folgt doch aus anderen Gründen, daß es sich hier um eine andere Erscheinung handelt.

Auf den Seitenflächen des Prismas konnten die von Moser beobachteten Bilder erhalten werden. Waidele[2]) zeigte, daß eine solche Luftschicht mit ausgeglühtem Kohlepulver zu entfernen sei. Beim Flintglasprisma konnte aber auf diese Weise keine Änderung der Reflexion beobachtet werden.

Die Übergangsschicht wurde gänzlich entfernt, indem man das Prisma aufs neue polierte. Die Beobachtungen ergaben:

λ	J	H	ε_0	n_r	n_d	$J + R$
$6{,}57 \times 10^{-4}$ mm	58°20′35″	47′	0,0141	1,6220	1,6117	89°59′45″
$4{,}86 \times 10^{-4}$ „	58°30′35″	1°9″	0,0211	1,6329	1,6285	89°59′26″

Hieraus berechnet man mit den Formeln des § 2:

$\bar{\varepsilon}$	$d:\lambda$	d
1.10	0,0026	$1{,}71 \times 10^{-6}$ mm
1.15	0,0020	$0{,}97 \times 10^{-6}$ „

Die neue Polierung hat die Eigenschaften der Übergangsschicht völlig geändert. Der Elliptizitätskoeffizient ist fünfmal kleiner, der Unterschied zwischen n_r und n_d viel kleiner und mit anderem Zeichen, der Haupteinfallswinkel hat um 2° zugenommen und das Hauptazimut ist fünfmal kleiner geworden. Die Differenz $J - J_p$ ist in beiden Reihen 8″ bzw. 25″ und hat ein anderes Vorzeichen. Die Dicke der Übergangsschicht ist zwanzigmal kleiner und beträgt nur einzelne Atomschichten in Übereinstimmung mit der Dicke der Luftschicht, welche Haak, Reeser und Ellerbroek beim Quecksilber fanden.

Die Übergangsschicht besteht am wahrscheinlichsten aus Luft, welche zu 200 Atmosphären komprimiert ist.

Ältere Beobachtungen von Seebeck[3]) ergaben $J - J_p = 38'$ und nach neuem Polieren 2′.

Die Übergangsschicht am Prisma, das mehr als 20 Jahre alt war, muß wohl der Einwirkung des Wasserdampfes auf das Glas zugeschrieben werden. Die Wirkung ist gewissermaßen als eine lösende zu betrachten, die sich auf einige Hundertstel eines Mikrons erstreckt. Hiermit steht der berechnete Wert von $\bar{\varepsilon} = n^2$ in Einklang. Auch die Beobachtungen von Wernicke[4]) an Gläsern bestätigen diese Folgerungen. Wernicke bedeckte das Glas mit einer koagulierten Schicht von Gelatine und riß dann diese Haut ab. Er findet dann immer $J = J_p$, aber $\varepsilon_0 > 0$. Diese beiden Schlüsse widersprechen einander nicht, da $J = J_p$ bestimmt wird durch d^2/λ^2, ε_0 aber durch d/λ. Bei einer sehr dünnen Übergangsschicht findet man eine elliptische Polarisation, während $J - J_p$ sich der Beobachtung entzieht.

Die obigen Berechnungen beweisen, daß sogar bei einer sehr dünnen Übergangsschicht die Entwicklung der Theorie sich auf Glieder von der Ordnung d^2/λ^2 erstrecken muß, damit der Unterschied von J und J_p eine Erklärung findet.

§ 4. Zum Schluß sei hier noch erwähnt, daß eine Erklärung des Unterschiedes zwischen J und J_p in übersichtlicher Weise auch gelingt durch eine Erweiterung der Theorie von van Ryn van Alkemade (§ 1).

Es sei hier nur auf die Originalarbeit des einen von uns hingewiesen[5]).

1) Neuere Untersuchungen über diesen Gegenstand, im hiesigen physikalischen Laboratorium ausgeführt, haben bewiesen, daß eine Oxydation des Quecksilbers hierbei ausgeschlossen ist. J. Ellerbroek, Dissertation Amsterdam. 1926.
2) Waidele, Pogg. Ann. **59**, 255, 1843.
3) Seebeck, Pogg. Ann. **20**, 39, 1830.
4) Wernicke, Wied. Ann. **30**, 452, 1887.
5) Groosmuller, Physica **5**, 1925, S. 83—89.

(Eingegangen 5. Juni 1926.)

Zur Kapazität des Binantelektrometers. (Berichtigung.)

Von H. Hermann.

Herr Dr. W. H. I. Moll in Utrecht und der Herr Herausgeber dieser Zeitschr. hatten die Güte, mich zu einer Umarbeitung der Angaben über das Binantelektrometer (diese Zeitschr. **23**, 388, 1922) aufzufordern, weil Gl. (4c) auf dieses Instrument nicht anwendbar sei. In der Tat handelt es sich beim Binant- wie beim Quadrantelektrometer nicht um eine Kapazitätsänderung im eigentlichen Sinne; was in den Ausschlagsgleichungen als solche erscheint, ist Änderung der scheinbaren Kapazität nach der Definition von F. Harms[1]) und folgt daher einer anderen Gesetzmäßigkeit.

Sieht man von der isolierbaren Hülle zunächst ab, welche, wenn nicht geerdet, dazu dient, die für die Verwendung der Ausschlagsgleichung erforderliche elektrische Symmetrie im Inneren herzustellen, so ist das Binantelektrometer ein System von vier Konduktoren: 1, 2 Schachtel; 3, 4 Nadel. Nennt man die Potentiale V_i, die Kapazitätskoeffizienten k_{ij}, so ist die elektrostatische Energie des Systems

$$W = {}^1/_2 \sum V_i^2 k_{ii} \text{ (vier Glieder)} + \sum V_i V_j k_{ij} \; (i<j, \text{ sechs Glieder}).$$

Nennt man wie früher die Schachtelspannung V, die Nadelspannung $\mathfrak{V}$, so ist im Falle elektrischer Symmetrie

$$V_1 = V/2 \qquad V_3 = -\mathfrak{V}/2$$
$$V_2 = -V/2 \qquad V_4 = \mathfrak{V}/2$$

Von den k_{ii} gilt $k_{11} = k_{22}$; $k_{33} = k_{44}$. Aus den Abmessungen erhält man beim Spiegelinstrument mit 4,5 cm Nadeldurchmesser, ${}^1/_2$ cm Schachtelweite, diesmal unter Berücksichtigung des Gehäuses sowie der Zuleitungen, die Näherungswerte

$k_{11} = 15$ cm $\qquad k_{33} = 6{}^1/_2$ cm
$-k_{12} = 6$ cm (Spaltweite ${}^1/_2$ mm); k_{34} möge vernachlässigt werden.

Setzt man $2\alpha/\pi = w$, mißt also den Ausschlag entweder analytisch (α) oder in Vielfachen des rechten Winkels (w) so ist näherungsweise (unter Voraussetzung senkrechter Kraftröhren)

$$k_{13} = k_{24} = -k_0(1+w)$$
$$k_{23} = k_{14} = -k_0(1-w)$$

k_0, der Wert der vier Vorzahlen beim Ausschlag Null (bei rechtwinklig gekreuzten Trennungslinien der Grundrisse von Nadel und Schachtel), kann etwa Verteilungs-Nullzahl heißen. Sie läßt sich folgendermaßen ermitteln.

Die Energie wird

$$W = \frac{V^2}{4}(k_{11}-k_{12}) + \frac{\mathfrak{V}^2}{4}k_{33} + \frac{\mathfrak{V}V}{4}k_0(1+w).$$

Das Drehmoment $D = \partial W/\partial\alpha$ wird somit

$$D = 2V\mathfrak{V}k_0/\pi, \text{ also}$$
$$k_0 = \pi D/2V\mathfrak{V}$$

und da bei dem 10 cm langen 10 μ — Pt-faden des Instruments nach Früherem in statischen und CGS-Einheiten

$$D = 0{,}1\,\alpha; \quad V\mathfrak{V} = \alpha/346$$

wird $k_0 = 54$ cm.

Beim Zeigerinstrument wird nach den Angaben über den 5 cm-Faden

$$D = 0{,}2\,\alpha; \quad VV = \alpha : 58{,}4; \quad k_0 = 19 \text{ cm}$$

und nach denjenigen über den 2,5 cm-Faden

$$D = 0{,}4\,\alpha; \quad V\mathfrak{V} = \alpha : 34{,}9; \quad k_0 = 22 \text{ cm}^1).$$

Die allgemeine Ladungsgleichung

$$L_1 = \sum V_i k_{1i} \text{ (vier Glieder)} = \frac{V}{2}(k_{11}-k_{12}) - \frac{\mathfrak{V}}{2}(k_{13}-k_{14})$$

ergibt für die „wirksame" Kapazität bei symmetrischer Spannung (z. B. Wechselstromanschluß)

$$L_1/V_1 = k_{11} - k_{12} + 2k_0 w\mathfrak{V}/V;$$

idiostatisch also

$$k_{11} - k_{12} + 2k_0 w.$$

Heterostatisch wird dies, mit Rücksicht auf die Ausschlagsgleichung, für das Spiegelinstrument

$$L_1/V_1 = k_{11} - k_{12} + 2k_0(1 + 220\,\mathfrak{V}^2)$$

in stat. CGS-Einheiten;

$$L_1/V_1 = k_{11} - k_{12} + 2k_0(1 + 0{,}024\,\mathfrak{V}^2)$$

in Volt und cm. Idiostatisch ist hier $\mathfrak{V}$ angelegte Spannung.

Die Verteilungsvorzahl ist also, unabhängig vom Ausschlag, bei der Berechnung der wirksamen Kapazität um 2,4 v. H. des Hilfsspannungsquadrats in Volt zu erhöhen. Ist $V_2 = 0$, V_1 (damit die Ausschlagsgleichung gültig bleibt) klein, so fällt k_{12} fort.

In diesem Falle wird die Ladungsempfindlichkeit (das Wort, wie bei der Wägung üblich, verstanden als Verhältnis des Überschusses zum

1) Ann. d. Physik **10**, 816, 1903.

1) Beim Vergleich mit den Tafeln in Berndt, Elektrometer (1921), S. 63f. ist zu beachten, daß die auf S. 53 gemachte Angabe über die Skalenentfernung für diese Tafeln nicht zutrifft; sie beziehen sich vielmehr auf 1 m Skalenentfernung. Zu Tafel X gehört $\mathfrak{V} = 130$ Volt; nach ihr ist das Spiegelinstrument behandelt.

Ausschlag, also der Kehrwert der Nachgiebigkeit der Nadel gegen Aufladung der Schachtel) analytisch und absolut

$$L_1/\alpha = k_{11}/692\,\mathfrak{V} + 2\,\mathfrak{V}k_0/\pi.$$

Sie wird unendlich sowohl für $\mathfrak{V} = 0$ als für $\mathfrak{V} = \infty$, hat also dazwischen einen Mindestwert (Höchstwert der Nachgiebigkeit), welcher das für Ladungsnachweis günstigste $\mathfrak{V}$ ergibt. Er wird durch Differentiieren nach $\mathfrak{V}$ erhalten:

$$\partial(L_1/\alpha)/\partial\mathfrak{V} = -k_{11}/692\,\mathfrak{V}^2 + 2k_0/\pi;$$

dies gleich Null gesetzt, ergibt

$$\mathfrak{V}^2 = k_{11}\pi/1384k_0 = 1/1593,$$

also $\mathfrak{V} = 1/40$ elektrostat. CGS-Einheiten oder rund 8 Volt.

Die Ladungsempfindlichkeit selbst wird in diesem günstigsten Falle

$$\frac{L_1}{\alpha} = \frac{1}{\mathfrak{V}}\left(\frac{k_{11}}{692} + \frac{2k_0}{\pi}\mathfrak{V}^2\right) = \frac{k_{11}}{346\,\mathfrak{V}} = 2.$$

Ein Millimeter der gespiegelten Teilung bedeutet somit bei 2 m Skalenabstand rund $5 \cdot 10^{-4}$ elektrostat. CGS-Einheiten oder 150 Millivolt·cm. Mit dieser Zahl ist das Binantelektrometer in die Übersicht bei Berndt (S. 86) einzureihen.

In der letzten Gleichung der früheren Abhandlung ist V_n durch V_{n+1} zu ersetzen.

(Eingegangen 26. Mai 1926.)

Ist die Pflanze elektrisch?

Von G. Kainz.

Wenn der Satz wahr ist, daß jeder Lebensvorgang galvanische Elektrizität produziert, so muß sich auch an der Pflanze diese Elektrizität nachweisen lassen. Schließen wir zwei Kupferdrähte an ein empfindliches Spiegelgalvanometer an und verbinden die Platindrähte, welche an den anderen Enden angeschmolzen sind, einmal mit der Blattfläche einer Sonnentaupflanze (Drosera rotundifolia), dann mit einer Tentakel dieses Blattes, so fließt ein Strom durchs Galvanometer, welcher von der Tentakel zur Blattspreite verläuft. Bequemer noch läßt sich diese Erscheinung an Pilzen beliebiger Art nachweisen. Einwandfrei gestalten sich diese Versuche unter Anwendung von Pinselelektroden mit Salzlösung getränkt, weil hierdurch die störende Polarisation der Elektroden vermieden wird. Indessen soll auf diese Art von Elektrizitätsproduktion nicht näher eingegangen werden, da dieselbe bereits von verschiedenen Forschern wie L. Hermann und Bourdon-Sandersen, besonders aber von Biedermann[1]) einer eingehenden Untersuchung unterzogen wurde.

Wir wenden uns zum eigentlichen Thema. Zeigt die Pflanze auch statische Elektrizität? Ein Versuch möge hierüber entscheiden. Wir befestigen ein Blatt vom Schöllkraut (Chelidonium majus), das unter Hecken und Zäunen fast das ganze Jahr hindurch zu finden ist, an einem gewöhnlichen Blättchen-Elektroskop und besprühen das Pflanzenblatt mit gewöhnlichem Leitungswasser. Das Blättchen des Elektroskops weicht innerhalb einer Sekunde bis zu fast 90° von der Ruhelage ab und zwar mit negativer Ladung, zeigt also eine Spannung, die nahezu an Funkenbildung heranreicht.

Doch ist das Schöllkraut nicht die einzige Pflanze von obengenannter Eigenschaft. Ich habe innerhalb einiger Jahre über 200 Pflanzen (Phanerogamen) auf diese elektrostatische Eigenschaft untersucht und gefunden, daß die meisten unserer Kulturpflanzen nebst wildwachsenden Arten beim Besprühen mit gewöhnlichem Wasser, Regenwasser oder destilliertem Wasser negativ elektrisch werden. Zu diesen Pflanzen gehören alle Süßgräser (Gramineae) also auch alle Getreidearten, dann die Sauer- oder Riedgräser (Carices), ferner sämtliche Kleearten sowohl die Kulturformen wie auch die wildwachsenden Sorten, die Kohl- und Rapsarten, dann Erbsen und Wicken. Bekanntlich können die verschiedensten Arten mechanischer, physikalischer und chemischer Vorgänge Veranlassung zur elektrischen Ladung werden. Hier erfolgt die Ladung offenbar durch mechanische Einwirkung des Wassers oder der Wasserteilchen auf die Oberfläche der Blätter.

Die Epidermis der Blätter besteht zunächst aus der Oberschicht oder Kutikula, der Zellulosenschicht, auch Mittelschicht genannt, und dem Lumen der Epidermiszellen. Die Kutikula und die darunterliegende Mittelschicht sind bei vielen Pflanzen noch mit Wachs durchtränkt. Seine Anwesenheit ist nicht immer direkt sichtbar, kann aber daraus gefolgert werden, daß beim Erwärmen eines Dünnschnittes in Wasser das schmelzende Wachs in Tropfenform austritt. Am häufigsten tritt es in Form feiner Körnchen auf, mit denen die Oberschicht durchsetzt erscheint. Von solchen Wachskörnchen rührt der zarte, bläuliche, mit dem Finger wegwischbare Reif her, der auf den Blättern und Halmen von Getreidearten und anderen Pflanzen, ja in recht zarter Form auf Beeren, Pflaumen und Kirschen vorkommt. Durch diesen Wachs-

[1]) Biedermann, Elektrophysiologie. Jena 1905. Handbuch der Physiologie. I.

überzug wird die Durchlässigkeit der Oberschicht für Wasser noch mehr herabgesetzt, zugleich macht er diese Schicht unbenetzbar. Betrachtet man diese Wachsschicht mit dem Mikroskop, so zeigen sich feine Zäpfchen und Rillen und nun erklärt auch der mechanische Vorgang der Besprühung die Elektrizitätserregung. Trifft ein Wassertröpfchen des Zerstäubers auf die gerillte Wachsschicht, so entsteht beim Aufprallen des Wassers und beim Zerspritzen des Tropfens zwischen Wachs und Wasser Reibung, die eine elektrische Ladung von Blatt und Wasser bedingt. Das Wachs und mit ihm die Blattfläche werden negativ und das zerteilte Wasser positiv elektrisch. Nach C. W. Lutz[1]) werden Wasserteilchen durch Reibung an Paraffin positiv, das Paraffin selbst negativ elektrisch. Die ersten Versuche hierüber stammen von Elster.

Man könnte bei der Elektrisierung von Pflanzenblättern durch fein zerteiltes Wasser auch an den Lenard-Effekt denken, nach welchem beim Zerspritzen eines Wassertropfens das fein zerteilte Wasser positiv, die umgebende Luft dagegen negativ elektrisch wird. (Negative Elektrizität der Luft in der Nähe von Wasserfällen.) Daß der Lenard-Effekt auch beim Besprühen von Pflanzen mit Wasser auftritt, soll nicht bestritten werden, jedoch ist derselbe so schwach, daß er hier nicht als Hauptursache bezeichnet werden kann. Stellt man zum Beweise hierfür das Gefäß eines Zerstäubers, dessen Gummischlauch gut isoliert, auf den Teller eines Blattelektroskops, so zeigen die Blättchen desselben beim Zerspritzen des Wassers keine Spur von Elektrizität. Auch ein in 30 cm Abstand gegenüber aufgestelltes zweites Elektroskop mit vertikaler Metallplatte zum Auffangen des zerteilten Wassers zeigt keine Ladung. Der „Lenard-Effekt" ist also so gering, daß er nur mit einem Quadranten-Elektrometer oder mit einem Elektrometer von Hankel, das noch 0,01 Volt anzeigt, nachgewiesen werden kann.

Ein weiterer Beleg dafür, daß nur die Reibung der Wassertropfen an der mit Wachskörnchen überdeckten Blattfläche die Ursache der Elektrisierung ist, mag aus folgendem ersehen werden. Wird nämlich die bläuliche, reifartige Wachsschicht von der Blattfläche weggewischt, so zeigt das Blatt beim Besprühen keine Ladung mehr. Anderseits läßt sich auf künstlichem Wege die elektrostatische Eigenschaft eines solchen Blattes wieder herstellen. Man besprüht das Blatt mit einer Lösung von Wachs in Benzin und wartet bis die Lösung auf der Blattfläche eingetrocknet ist. Eine hierauf folgende Behandlung mit dem Zerstäuber bewirkt wieder die negative Ladung des Blattes, wenn auch nicht in so hohem Grade. So können Blätter von Pflanzen, die keinen elektrostatischen Effekt zeigen, wie die Blätter von Linden und Obstbäumen durch genannte Behandlung elektrostatische Eigenschaften erlangen. Auch getrocknete Blätter zeigen nach Jahren noch die erwähnte Eigenschaft, dagegen läßt sich bei jungen Blättern eine geringere Wirkung erkennen.

Bei den Süß- und Sauergräsern ist die Ablagerung von Kieselsäure auf der Blattfläche die Ursache der Elektrizitätserregung; bei den Kleearten veranlaßt wohl die Oxalsäure, welche die oberen Blattschichten durchsetzt, die Möglichkeit der Elektrisierung.

Das Merkwürdige an der Sache ist, daß es auf unserem Planeten keine Pflanze geben kann, welche beim Besprühen mit Wasser positiv würde. Das Wasser hat nämlich unter allen bis jetzt untersuchten Stoffen die größte Dielektrizitätskonstante, etwa 80 bei 18° C. Sie wächst mit sinkender Temperatur und erreicht bei 0° den Wert 88[1]).

Nach den Versuchen von A. Coehn[2]) sind die elektrischen Doppelschichten an der Berührungsfläche dielektrischer Körper stets von der Differenz der Dielektrizitätskonstanten der beiden Körper abhängig und zwar so, daß die positive Ladung stets auf Seite der größeren Dielektrizitätskonstante sich befindet.

Anders gestalten sich die Verhältnisse, wenn dem Versuchswasser einige Körnchen Kochsalz ($NaCl$) zugesetzt werden, die Wirkung ist nun eine gegenteilige; Blätter mit solch angesäuertem Wasser besprüht, zeigen nunmehr positive Ladung, aber auch nur von solchen Pflanzen, welche beim Besprühen mit gewöhnlichem Wasser (Leitungswasser, Regenwasser) negativ werden. Die Konzentration dieser Lösung kann man so abstufen, daß die damit besprühten Blätter bald positive, bald negative Ladung annehmen, auch wohl völlig neutral bleiben.

Ein Versuch, der direkt zeigt, daß durch mechanischen Druck auf das Blatt einer Pflanze elektromotorische Kraft (EMK) entsteht, ist folgender:

Auf die blanke (also nicht gefirnißte) Kollektorplatte eines Elektroskops nach Grimsehl[3]) lege man das Blatt einer Pflanze, die beim Besprühen mit Wasser negativ-elektrisch wird, setze die Kondensatorplatte b darauf, berühre sie mit dem Finger und hebe nun die berührte Kondensatorplatte ab; das Elektroskop zeigt

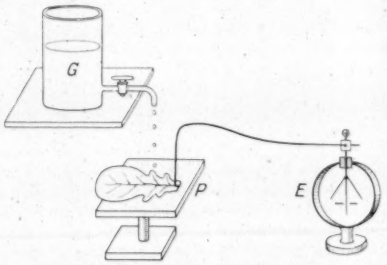
1) C. W. Lutz, Zeitschrift für den physikalischen u. chemischen Unterricht **20**, 234, 1907.

1) Winkelmann, Handbuch der Physik. 2. Aufl. Bd. IV, 1.
2) Dressel, Lehrbuch der Physik, S. 444 (1905).
3) Physik. Zeitschr. **3**, 569, 1902.

einen Ausschlag von 1—2 Teilstrichen, die Ladung ist wieder negativ. Die Kondensatorplatte wird vor dem Aufsetzen auf das Pflanzenblatt wieder berührt, um die auf ihr vorhandene positive Ladung zu entfernen, welche die Wirkung des Versuches beeinträchtigen würde. Hebt man nun wieder ab, ohne die noch aufliegende Platte zu berühren, so ergibt sich ein stärkerer Ausschlag, etwa 3—4 Teilstriche. Nach etwa 6—7 Abhüben der oberen Platte zeigt das Instrument eine Spannung von 300—400 Volt. Das Pflanzenblatt lag mit der Unterseite auf der Kollektorplatte. Ändert man den Versuch dahin ab, daß man das Pflanzenblatt mit der Oberseite auf die Kollektorplatte legt und wiederholt das angegebene Verfahren, so gibt das Elektroskop ebenfalls negative Ladung an, jedoch im weit geringeren Maße. Das Blatt war einer gewöhnlichen Kohlrabipflanze (Brassia gongyloides) entnommen. Wischt man von der Oberseite eines solchen Blattes die reifartige Wachsschicht weg und legt es mit der Unterseite auf die Kollektorplatte, setzt die ebenfalls nicht gefirnißte Kondensatorplatte darauf, berührt diese mit dem Finger und hebt ab, so gewinnt man nur eine ganz schwache Ladung, kaum 1 Teilstrich. Die ganze Manipulation hat Ähnlichkeit mit jener beim Elektrophor, bei welchem vor jedem Abhub der Deckel berührt werden muß. Hier wird der Deckel (Kondensatorplatte) nur vor dem ersten Abhub berührt, dann jedesmal nach dem Abhub.

Um den Vorgang zu erklären, kann man nach P. Lenard[1]) eine elektrische Doppelschicht annehmen, die molekülaren Abstand von der Blattfläche hat, und zwar so, daß die obere Schicht nur positive Ionen, die untere nur negative Ionen enthält. Beide Schichten sind durch eine isolierende Membran getrennt, die eine Vereinigung der beiden Elektrizitäten verhindert. Durch Aufsetzen der Kondensatorplatte wird der Abstand zwischen Platte und positiver Ionenschicht so gering, daß positive Ionen nach der Platte wandern, die dann durch Berühren mit dem Finger abgeleitet werden. Bei jedesmaligem Auflegen der neutralen Kondensatorplatte wird die Blattfläche mehr geebnet, die positive Ionenschicht tritt näher an die aufgelegte Platte heran, es gelangen mehr positive Ionen an die Metallplatte, die Wirkung wird größer, das Aluminiumblättchen rückt um 3—4 Teilstriche von der früheren Lage ab. Anstatt die Kondensatorplatte jedesmal mit dem Finger zu berühren, kann man die auf derselben befindliche positive Elektrizität einem zweiten Elektroskop von gleicher Kapazität und Empfindlichkeit mitteilen, um zu zeigen, daß beide Elektrizitäten, wie es sein muß, in gleicher Menge auftreten.

Welche Wirkungen rufen nun Regentropfen hervor, die auf solche Pflanzenblätter niederfallen? Diese Frage soll wieder der Versuch entscheiden. Wir lassen aus einem Gefäß G Wassertropfen auf ein Rapsblatt (Brassica rapa) herabfallen, das sich auf isolierender Unterlage, Paraffinblock P befindet und durch einen Draht mit dem Elektrometer E in leitende Verbindung gebracht ist. In kurzer Zeit (etwa 30 Sek.)



zeigt das Elektrometer eine negative Ladung von 400—500 Volt, wobei die Fallhöhe nur 1 m und die hierdurch bedingte Endgeschwindigkeit 4,4 m betrug. Beachtet man nun, daß als höchste Endgeschwindigkeit der Regentropfen 8 m/sec gefunden wurde, so wird man wohl auf eine ziemlich große Elektrizitätsmenge schließen dürfen, die durch Regen den Pflanzen und damit der Erde zugeführt wird.

Es drängt sich nun die Frage auf, kann durch atmosphärische Niederschläge der Elektrizitätshaushalt der Erde teilweise gedeckt werden? Diese Frage ist unbedingt im bejahenden Sinne zu beantworten. Bedenkt man nämlich, daß die ganze Welt der Süß- und Sauergräser, dazu noch Zuckerrohr- und Bambusgewächse der tropischen Zone, sämtliche Kohl-, Klee- und Wickenarten durch Regen negative Ladung bekommen, so kann man wohl begreifen, daß hierdurch die Erde eine große Menge negativer Elektrizität erhält.

Dagegen läßt sich allerdings ein Einwand erheben. Beim Aufprallen der Regentropfen auf die Blattfläche werden Blatt und damit Pflanze und Erde negativ geladen. Da nun die Regentropfen beim Aufprall positiv elektrisch werden, so müßte sich durch das der Erde zufließende positive Regenwasser ein Ausgleich mit der negativen Elektrizität der Erde ergeben. Dem ist aber nicht so, denn beim Aufprallen der Regentropfen auf die Blattfläche zerspritzen

1) Wasserfallelektrizität. Ann. d. Phys. **47**, 463. 1915.

diese und geben dabei einen Teil ihrer positiven Ladung an die Luft ab. So bleibt also immer noch ein beträchtlicher Überschuß an negativer Ladung für die Erde übrig. Dies läßt sich auch durch Versuche im kleinen bestätigen.

Man darf also wohl annehmen, daß die negative Elektrizität der Erde teilweise von der Pflanzenwelt herrührt, veranlaßt durch atmosphärische Niederschläge. Bisher wurden allerdings die radioaktiven Ausstrahlungen an der Erdoberfläche zur Erklärung der Regeneration der negativen Erdladung herangezogen, aber von den meisten Forschern auf diesem Gebiete als nicht genügend und ausreichend für den Bedarf der Erde gefunden.

Die verdienstvollen Forscher Elster und Geitel suchen durch den Vorgang der Ionen-Adsorption die negative Erdladung zu erklären, der wohl nur einen kleinen Teil des notwendigen Bedarfs decken dürfte. Linß betrachtet die Luft als Leiter und nimmt an, daß auch die negative Erdelektrizität einen steten Verlust erleidet, und zwar so, daß sie sich in etwa 2 Stunden vollständig entladen würde, wenn nicht ein ständiger Zufluß neuer Ladung stattfände. Auch atmosphärische Niederschläge wie Regen und Schnee können elektrische Ladungen zur Erde führen. So haben die schon genannten Forscher Elster und Geitel, dann Gerdien einen Überschuß negativer Niederschlagsladung gefunden, Weiß und Köhler wiesen positive Ladungen nach und ebenso fand G. C. Simpson in Indien einen positiven Ladungsüberschuß.

Noch mag erwähnt werden, daß nach Chree das Potentialgefälle zwischen Erde und Atmosphäre einen Einfluß auf die Entwicklung der Pflanzen habe und auch der bekannte Physiker O. Lodge meint, daß das schnelle Wachstum der Pflanzen in arktischen Ländern auf der Wirkung der Elektrizität beruhe.

Bamberg, im Mai 1926.

(Eingegangen 14. Mai 1926.)

Über einige experimentelle Beweise für die Veränderlichkeit der Wellenlänge des Natriumlichtes.

Von K. K. Tandan.

In einer Abhandlung über die Wellengeschwindigkeit längs Faradayscher Kraftlinien[1]) hat Satyendra Ray theoretisch festgestellt, daß die Lichtgeschwindigkeit von der Amplitude nicht unabhängig sein kann, und daß, wenn alle Lichtwellen sich mit derselben Geschwindigkeit fortpflanzen, die Wellen für jede Schwingungszahl geometrisch „ähnlich" sein müssen. Ferner hat Ray gezeigt, daß in einem „Dispersionsmedium" verschiedene Wellenlängen mit verschiedenen Geschwindigkeiten sich fortpflanzen, weil die Unveränderlichkeit der Werte von a/λ für solche Dispersionsmedien nicht gültig ist (a bezeichnet hier die Amplitude).

Sein Beweis beruht auf den von Maxwell und J. J. Thomson gefundenen Ausdrücken für Spannung und Masse pro Längeneinheit der Kraftlinien, und sein Resultat ist entgegengesetzt der gewöhnlichen Annahme, daß Lichtgeschwindigkeit eine Konstante ist.

In der Juli-Nummer des „Journal of Scientific Instruments" hat Satyendra Ray auf einige Fehler in der Bestimmung der Wellenlänge mit dem Fresnelschen Biprisma hingewiesen. Die mit einer Anzahl von älteren Studenten erhaltenen Resultate waren alle zu hoch. Die Möglichkeit einer einfach geometrisch-optischen Erklärung bleibt nicht ausgeschlossen, und daher wird auf die Notwendigkeit hingewiesen, einen Mechanismus einzufügen, um dem Biprisma eine Rotationsbewegung um eine vertikale Achse zu geben. Dieser Mechanismus wurde angebracht an einer 25 Jahre alten optischen Bank von Prof. Dr. A. W. Ward in der Werkstatt des Canning College.

In seiner Abhandlung aber hat Ray gleichwohl auf „irgendwelche andere unbekannte Ursache" für diese zu hohen Werte von λ hingewiesen. Die Versuche sind eben jetzt beendet. Die geometrisch-optische Erklärung hat sich als unhaltbar erwiesen.

Im März 1925 fand Rajendra N. Bhar, daß in dem Michelsonschen Interferometerversuch, wenn man die Salzlösung in die Flamme tropfen läßt, eine merkwürdige Veränderung der Sichtbarkeit stattfindet und gleichzeitig eine Verschiebung der Fransen, was eine Veränderung der Wellenlänge bedeutet.

Nach einer Anregung von Satyendra Ray habe ich diese Verschiebung auch mit dem Beugungsgitter untersucht. Die Interferenzbilder der Na-Linien wurden beobachtet, und darauf tropfte ich Salzlösung in die Flamme. Eine deutliche Verschiebung von nicht weniger als 3 A.-E. wurde erhalten. Die Verschiebung findet in der Richtung gegen das direkte Reflexionsbild statt, d. h. in der Richtung der größeren Wellenlängen. Sie kommt plötzlich beim Eintropfen, verschwindet aber nach dem Eintropfen erst allmählich mit der Zeit.

[1]) Zeitschr. f. Phys. **8**, 112, 1922.

Der von Rajendra N. Bhar mit dem Michelsonschen Interferometer erhaltene Effekt wurde bestätigt.

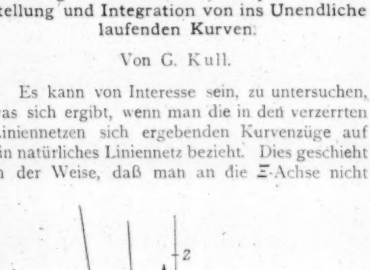
Colvin, Taluqdar's School, 3. Sept. 1925.

(Eingegangen 13. April 1926.)

Nachtrag zu dem Artikel[1]: Graphische Darstellung und Integration von ins Unendliche laufenden Kurven.

Von G. Kull.

Es kann von Interesse sein, zu untersuchen, was sich ergibt, wenn man die in den verzerrten Liniennetzen sich ergebenden Kurvenzüge auf ein natürliches Liniennetz bezieht. Dies geschieht in der Weise, daß man an die Ξ-Achse nicht



die durch die x-Stücke, vielmehr die durch die ξ-Stücke bestimmte Bezifferung anschreibt — während auf der vertikalen Achse, η-Achse, eine natürliche Skala aufgetragen wird, — und zugleich in den Kurvengleichungen, z. B. (I) $\eta = (\ln 2) \cdot 2^{-x}$ (siehe S. 318), ξ für x substituiert. Für die Skala A, S. 318, z. B. besteht zwischen den Abszissenstücken ξ der verzerrten und den Abszissenstücken x der natürlichen Skala die Beziehung:

$$\xi = \ln 2 \int_0^x 2^{-x} dx = -2^{-x} \Big)_0^x = 1 - 2^{-x};$$

also: $2^{-x} = 1 - \xi$. Setzt man diesen Ausdruck in obige Gleichung (I) ein, so ergibt sich:

$$\eta = (\ln 2) \cdot 2^{-x} = (\ln 2) \cdot (1 - \xi),$$

d. h. also die Gleichung einer schrägen Geraden. Für die Kurvengleichungen (II), (III), (IV), S. 319 und (VI), S. 321 erhält man, indem man die in den verzerrten Liniennetzen sich ergebenden Kurvenzüge auf ein natürliches Liniennetz bezieht, in ähnlicher Weise wie oben:

$$\left.\begin{aligned} &(\mathrm{II}') \quad \eta = (\xi - 1)^2, \\ &(\mathrm{III}') \quad \eta = 2{,}89 \cdot (1 - \xi)^{4{,}46}, \\ &(\mathrm{IV}') \quad \eta = 15{,}02 \cdot (1 - \xi)^{7{,}66}, \end{aligned}\right\} \text{ Parabeln.}$$

$$(\mathrm{VI}') \quad \eta = \frac{2}{\pi} \cdot \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\,\xi\right).$$

In das Liniennetz der beigegebenen Figur sind die 5 Kurven eingetragen, mit verschiedenen Ordinatenmaßstäben (1 : 1, 1 : 2, 1 : 10, 1 : 50, 1 : 1).

Zu gleichen ξ-Stücken (die in natürlichem Maßstab aufgetragen sind) gehören für jede der 5 Kurven wieder andere x-Stücke, nur an den in der Figur mit Bezifferung versehenen Stellen sind die x-Stücke für alle 5 Kurven gleich groß.

Die $\cos^2$-Linie nach Ausdruck (VI') ist schon in der Fig. 6, S. 322 (ausgezogen), gezeigt.

1) Physik. Zeitschr. **27**, 316, 1926.

(Eingegangen 22. Juni 1926.)

Nachtrag zu meiner Arbeit „Zur Theorie der elektrolytischen Leitfähigkeit".

Von Otto Redlich.

In den obigen Aufsatz[1]) hat sich ein Rechenfehler eingeschlichen; in den Formeln auf Seite 204 soll es statt a_k und a durchwegs heißen $^3/_2\, a_k$ bzw. $^3/_2\, a$. Des weiteren sei bemerkt, daß von den beiden auf Seite 203 erörterten Alternativen betreffend die für die Ionendichte einzuführende Funktion die in Anmerkung 1 der genannten Seite besprochene Annahme die zutreffende ist, wie aus einer andersartigen Überlegung hervorgeht; hierauf sowie auf die dadurch bedingten Änderungen in den bezüglichen Gleichungen gedenke ich bei andrer Gelegenheit zurückzukommen.

1) Physik. Zeitschr. **26**, 199, 1925.

Wien, Institut für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 6. Juli 1926.)

BESPRECHUNGEN.

F. G. C. Müller, Technik des physikalischen Unterrichts nebst Einführung in die Chemie. Gr.-8°. XIII u. 407 S. m. 247 Abbildungen. 2., verbesserte u. vermehrte Auflage. Berlin, Otto Salle. 1926. Geh. M. 10.—.

Das Erscheinen der Neuauflage dieses Werkes befriedigt ein Bedürfnis. Denn im Gegensatz zu anderen Experimentierbüchern ist das vorliegende grundsätzlich für die Praxis des Unterrichts an höheren Lehranstalten geschrieben und vermag vor allem jenem Lehrer außerordentlich viel zu bieten, der mit bescheidenen Mitteln rechnen muß und — sei's dieserhalb, sei's außerdem — sich selbst in der Werkstatt betätigt. Die Schülerübungen bleiben außer Betracht, dem Demonstrationsunterricht gilt's im wesentlichen; aber obwohl der Verfasser mit allem Nachdruck die sinnfälligsten Wirkungen physikalischer Vorgänge als eindruckvollstes Mittel empfiehlt um jene Vorgänge dem Hörer in ihrer vollen Bedeutung nahezubringen, was ja an sich nur zu leicht zu spielerischem Verweilen im beschreibenden Stadium führen könnte, so legt er doch das Hauptgewicht auf eine sorgfältige Grundlegung der physikalischen Begriffe — durch eine wohldurchdachte und gesiebte Reihenfolge von vorbereitenden Experimenten — und vor allem auf eine gewissenhafte Heraüsarbeitung der quantitativen Naturgesetze auf Grund zuverlässiger, messender Versuche. Und hier muß man dem hochverdienten Schulmann Dank wissen für sein unablässiges Bemühen um Versuchsanordnungen, welche mit möglichst wenig Aufwand begrifflicher und technischer Art eine für die Schule hinreichende Genauigkeit erlauben und außerdem Rücksicht auf die Knappheit der zur Verfügung stehenden Zeit nehmen. Als wichtigste Beispiele seien herausgegriffen der Reifenapparat zur Ableitung der Newtonschen Bewegungsgesetze und der Pendeldynmesser mit seiner Verwendung zu einer statischen absoluten Magnetometrie. Auf das mit der Radiotechnik unmittelbar Zusammenhängende verzichtet das Buch mit Recht, die hier anderwärts genug zu finden ist. Wenngleich übrigens die augenblicklich besonders in der Entwicklung begriffenen Gebiete der Physik naturgemäß nur kurz behandelt sind, so ist es doch kennzeichnend für die Lebendigkeit des Verfassers dem Werden seiner Wissenschaft gegenüber, deren „phänomenologische" Epoche schulgerecht zu machen er ein Leben lang mitgeholfen hat, wenn er mit Nachdruck der Lehrkunst die Aufgabe zuweist (S. 274), die Beobachtungen im Sinne der modernen Theorien vom Aufbau der Materie, von der Natur der Elektrizität und der Strahlung dem Verständnis nahezubringen. Seine ernsthafte philosophische Klarheit zeigt sich in der Bestimmtheit, mit der er (so S. 31) den letzten Endes irrationalen Charakter der Naturgesetze und Naturbegriffe betont.

E. Nies.

R. Zsigmondy, Kolloidchemie. Ein Lehrbuch. 5. Auflage. I. allgemeiner Teil. Gr.-8°. XII u. 246 S. m. 7 Taf. u. 34 Fig. Leipzig, Verlag von Otto Spamer. 1925. M. 11.—, geb. M. 13.50.

Von dem Lehrbuch ist zunächst der I. allgemeine Teil in völlig umgearbeiteter Auflage neu erschienen. Da die 3. Auflage in dieser Zeitschrift (**22**, 519, 1921) eingehend besprochen wurde, braucht hier nur auf Änderungen und Neuerungen aufmerksam gemacht zu werden. Eine Neueinteilung in Strukturlehre, Grenzflächenerscheinungen, kinetische und elektrische Grundlagen, elektrische Eigenschaften unter chemischen und physikalischen Gesichtspunkten, Membrangleichgewichte, Viskosität, Wärmetönung, Reaktionen der Kolloidteilchen hielt der Verfasser für angebracht. Er hat damit eine ausgezeichnete und übersichtliche Darstellungsweise erreicht. Alle Gebiete sind dem Stande der Forschungen entsprechend umgearbeitet und teilweise stark erweitert. Neu hinzugekommen ist fast das ganze Kapitel über Grenzflächenerscheinungen, wie z. B. die Arbeiten von Langmuir über die Schichten von molekularen Dicken und die Lagerung von Molekülen in Ölhäutchen oder die von Tammann über chemische Reaktionen auf Oberflächen, die für die Kolloidchemie von Bedeutung sind. Wesentliche Neuerungen enthält ebenfalls das Kapitel über die elektrischen Eigenschaften, wo unter anderem die interessanten Untersuchungen von Wintgen über die Zusammensetzung der „Mizellen" und die von Fajans über Ionenadsorption abgehandelt werden.

Das Buch wendet sich in erster Linie an Chemiker, und deshalb sind nach Möglichkeit da, wo chemische Reaktionen zu erwarten waren, diese in den Vordergrund der Betrachtung gestellt worden. Da aber sehr viele Erscheinungen der Kolloide nicht auf Grund chemischer Reaktionen, oder nur mit Hilfe von willkürlichen Hypothesen, zu erklären sind, so wird auch, wie schon aus den Kapitelüberschriften hervorgeht, die physikalische Seite stark berücksichtigt. Das Werk ist deshalb so wertvoll, weil Zsigmondy scharf zu trennen versteht zwischen feststehenden Tatsachen und Theorien einerseits und Eintagshypothesen, die gerade in der Kolloidchemie in starkem Maße auftreten, andererseits.

Für jeden, auch für den Physiker, der sich mit Kolloidfragen zu beschäftigen hat, ist das Lehrbuch unentbehrlich geworden.

Wilhelm Jander.

R. Zsigmondy u. P. A. Thiessen, Das kolloide Gold. Bd. 1 der Kolloidforschung in Einzeldarstellungen, herausgegeben von R. Zsigmondy. Gr.-8°. X u. 219 S. m. 11 Fig. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1925. M. 11,70. geb. M. 14.—.

Im ersten Band der Kolloidforschung in Einzeldarstellungen sind in ausführlicher Weise die Darstellungsverfahren, die physikalischen und chemischen Eigenschaften, das kolloidchemische Verhalten und die Struktur des kolloiden Goldes behandelt worden. Die Erforschung des kolloiden Goldes hat stets befruchtend auf die ganze Kolloidchemie und Kolloidphysik gewirkt, da hier die Verhältnisse, durch die Natur des Goldes hervorgerufen, am übersichtlichsten und einfachsten liegen. Es ist deshalb zu begrüßen, daß Zsigmondy und Thiessen es übernommen haben, die Forschungsergebnisse zusammenfassend darzustellen. Es wurde darauf geachtet, daß nur gut gesicherte Verfahren und Theorien aufgenommen wurden.

Das Buch kann dem, der sich mit Kolloiden zu befassen hat, nur empfohlen werden.

Wilhelm Jander.

E. Lamla, Grundriß der Physik für Naturwissenschaftler, Mediziner und Pharmazenten. Gr.-8°. VI u. 318 S. m. 250 Abbildungen. Zugleich 5., völlig neubearbeitete Auflage der „Schule der Pharmazie. Physikalischer Teil". Berlin, J. Springer. 1925. Geb. M. 12.—.

Das wesentlichste Merkmal des Buches ist schärfste Konzentration bei erstaunlicher Fülle des Stoffes. Die notgedrungene Folge ist freilich die Unmöglichkeit eines lückenlos systematischen, wie die eines zwanglos methodischen Aufbaus. Die nur unter größerem Aufwand an theoretischem und experimentellem Material zu begründenden Naturgesetze und Theorien werden daher nur berichtsweise gebracht, die atomistischen Theorien der Materie und der Elektrizität sind jeweils apodiktisch vorangestellt und dann, soweit das möglich ist, im weiteren Verlauf als berechtigt erwiesen. Diesem Zwecke dient bei der Wärmelehre die ausführliche Behandlung der kinetischen Gastheorie und verwandter physikalisch-chemischer Gebiete, während ein Schlußkapitel „Mechanische und elektrische Eigenschaften der Atome und Elektronen" in gedrängter Form über die neuesten Forschungsergebnisse berichtet. Der Stil des Buches ist ausgezeichnet, und trotz beträchtlicher Höhe im Begrifflichen, die auch mathematische Formulierung nicht scheut, meist sehr anschaulich und faßlich. Interessant wird die Darstellung ferner durch Besprechung moderner technischer Errungenschaften und ihrer wirtschaftlichen Bedeutung und durch zahlreiche Angaben über die Spitzenleistungen neuester Forschungsmethoden.

Am Schluß des Buches findet sich eine Anzahl von Konstantentabellen — auch Atomkonstanten sind aufgenommen — und eine Zusammenstellung der praktischen Maßeinheiten. Die Ausstattung des Buches ist mustergültig, der Druck sehr übersichtlich, die Figuren größtenteils ausgezeichnet. E. Nies.

H. Reiher, Wärmeübergang von strömender Luft an Rohre und Röhrenbündel im Kreuzstrom. Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. Heft 269, 1925. Gr.-8°. II u. 80 Seiten mit 55 Abbildungen. Berlin, VDI-Verlag. M. 12.—.

Nach einem einleitenden Kapitel über die Theorie der Wärmeabgabe fester Körper an Flüssigkeiten im Anschluß an W. Nusselt, wird zunächst der Wärmeübergang an einem Einzelrohr im Kreuzstrom (senkrecht zur Rohrachse) untersucht, nachdem die einzelnen Fehlerquellen eingehend diskutiert sind. Leider sind die von H. Latzko aufgestellten Überlegungen hinsichtlich der Versuchsanordnung vielleicht nicht so berücksichtigt, wie es wünschenswert gewesen wäre. Die darauf folgenden technisch wichtigen Versuche über Röhrenbündel mit verschiedener Rohrstellung sind bisher wohl keiner so eingehenden phys. Diskussion unterzogen worden. Ein Vergleich mit den Arbeiten anderer Autoren, bei denen leider Thomas nicht erwähnt ist, und ein Ausblick auf weitere Untersuchungen schließen das Buch. Im ganzen kann dieses als eine nötige Ergänzung und willkommene Bereicherung der Fachliteratur nur begrüßt werden. J. Schmekel.

Berichtigung.

In dem Artikel von G. Kull, „Graphische Darstellung und Integration von ins Unendliche laufenden Kurven" in Heft 10 dieses Jahrganges muß es auf Seite 323, r. Spalte, Zeile 4 von oben statt Fig. 7a u. b, Fig. 7a u. d heißen. Ferner sind auf Seite 324 die Figuren 8 und 9 vertauscht worden.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. J. Engl für Physik, an der Universität Wien Dr. Richard Seka für organische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität München Dr. Richard Kuhn zum ord. Professor der Chemie an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich, der a. o. Professor an der Universität Jena Dr. Gustav F. Hüttig zum ord. Professor für anorganische und analytische Chemie an der Deutschen Technischen Hochschule Prag, Dr. William Brunner zum Professor für Astronomie an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der Astronomie an der Universität Göttingen Geh. Regierungsrat Dr. Johannes Hartmann.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Max Planck.

Gestorben: Der ord. Professor für Experimental- und Agrikulturchemie an der Hochschule für Bodenkultur in Wien Dr. Cäsar Pomeranz, der frühere ord. Professor der Physik an der Universität Bern Dr. Aimé Forster, der Professor der Experimentalphysik an der Universität Lausanne Constant Dutoit, der frühere ord. Professor der technischen Chemie insbesondere der Farbstoffchemie an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich Dr. Robert Gnehm, der frühere ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Wien Hofrat Dr. Ernst Lecher, der a. o. Professor für Photographie an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich Dr. Johann Barbieri, der a. o. Professor der anorganischen Chemie an der Brown Universität in Providence H. F. Davison.

Angebote.

Für wissenschaftliche Arbeiten über

Kristallbau

wird ein

Assistent

mit abgeschlossener Hochschulbildung

gesucht,

der experimentell gut vorgebildet ist. Angebote unter S. H. 644 an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig C, Königstr. 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.